



Etude de la structure au-delà de la stabilité via la cassure du 15B.

A. Leprince

► To cite this version:

A. Leprince. Etude de la structure au-delà de la stabilité via la cassure du 15B.. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2009. Français. NNT : . tel-00451526

HAL Id: tel-00451526

<https://theses.hal.science/tel-00451526>

Submitted on 29 Jan 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



UNIVERSITÉ de CAEN/BASSE-NORMANDIE
U.F.R. des SCIENCES
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

THÈSE

présentée par

Mademoiselle Anne LEPRINCE

et soutenue le 14 décembre 2009



en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants Élémentaires et Physique Théorique
(Arrêté du 7 août 2006)



Titre :

Étude de la structure au-delà
de la stabilité via la cassure du ^{15}B

JURY

Monsieur Bertram BLANK, Directeur de recherche CNRS, CENBG Bordeaux

(Rapporteur)

Monsieur David LUNNEY, Directeur de recherche CNRS, CSNSM Orsay

(Rapporteur)

Monsieur Jean-Antoine SCARPACI, Directeur de recherche CNRS, IPN Orsay

Madame Francesca GULMINELLI, Professeur, Université de Caen

Monsieur Nigel ORR, Directeur de recherche CNRS, LPC Caen

(Directeur de thèse)

A tous ceux qui ont contribué à la réussite de cette thèse par leur soutien et leurs encouragements,

Merci

*A mon grand-père Lionel,
A Maximilien,*

Table des matières

Table des figures	7
-------------------	---

Liste des tableaux	11
--------------------	----

1 Les systèmes non liés	13
1.1 Noyaux légers riches en neutrons	13
1.1.1 Description	14
1.1.2 Structure des noyaux non liés	16
1.2 Problématique	19
1.2.1 Modélisation des systèmes à 3 corps	19
1.2.2 Test du modèle en couches au delà de la dripline neutronique	22
1.3 Systèmes non liés étudiés	25
1.3.1 L'hélium 7	25
1.3.2 Le lithium 10	27
1.3.3 Le lithium 12	30
1.3.4 Le béryllium 13	31
1.4 Les réactions de cassures pour sonder les systèmes non liés	33
2 Approche expérimentale	39
2.1 Description générale	39
2.2 Production du faisceau de ^{15}B	40
2.3 Schéma d'ensemble du dispositif expérimental	43
2.4 Electronique et système d'acquisition	45
2.5 Caractérisation du faisceau : les Chambres à Dérive (CaD)	45
2.5.1 Description	45
2.5.2 Calibration en position	46
2.5.3 Profil du faisceau incident	48
2.6 Détection des fragments chargés : le télescope CHARISSA	49
2.6.1 Détecteurs silicium à pistes (Si)	49
2.6.1.1 Description	49
2.6.1.2 Calibrations préliminaires	51
2.6.1.3 Calibration en position	53
2.6.1.4 Calibration en énergie	54
2.6.2 Cristaux à Iodure de Césium (CsI)	55
2.6.2.1 Description	55
2.6.2.2 Calibration préliminaire	56

2.6.2.3	Calibration en énergie	57
2.6.3	Identification et sélection des particules chargées	58
2.7	Détection des neutrons : le Détecteur Modulaire de Neutrons	62
2.7.1	Description des modules DéMoN	62
2.7.2	Principe de détection	62
2.7.3	Efficacité de détection	64
2.7.4	Filtre de diaphonie	65
2.7.5	Calibration en temps de vol des neutrons	66
2.7.6	Discrimination n- γ	67
2.7.7	Calibration des modules en énergie	68
3	Résultats	75
3.1	Reconstruction cinématique	75
3.2	Description théorique des états non liés	77
3.3	Simulation	80
3.4	Statistiques	85
3.5	Neutrons	86
3.5.1	Spectre en énergie	86
3.5.2	Distributions angulaires	87
3.6	Système cœur-neutron	89
3.6.1	Vitesse relative	89
3.6.2	Moments perpendiculaire et parallèle	90
3.6.3	Energie de décroissance	90
3.7	Fond non corrélé	94
3.7.1	Origine	94
3.7.2	Mélange d'événements	94
3.8	L'hélium 7	98
4	Interprétation des données	103
4.1	Le lithium 10	103
4.2	Le lithium 12	111
4.3	Le béryllium 13	116
5	Conclusions et perspectives	123
	Bibliographie	127

Table des figures

1.1	Schéma d'une réaction de cassure	14
1.2	Cartographie de la région des noyaux légers	15
1.3	Schéma des différences entre les potentiels de protons et de neutrons pour un noyau stable et pour un noyau riche en neutrons	16
1.4	Potentiel effectif subi par un neutron de moment cinétique : $\ell = 0$ et $\ell > 0$	17
1.5	Etat s virtuel ($\ell = 0$) et résonant ($\ell = 1, 2$)	18
1.6	Rayon d'interaction des isotopes d'He, de Li, de Be et de B	19
1.7	Distribution en densité pour deux états : lié et faiblement lié	20
1.8	Schéma d'un noyau à halo de deux neutrons comme le ^{14}Be formant un système à trois corps borroméen	21
1.9	Représentation schématique de la séquence de niveaux à une particule calculée par le modèle en couches avec un potentiel de Wood-Saxon et un couplage spin-orbite pour les noyaux stables, montrant les fer- metures de couches	23
1.10	Systématique des différences entre l'énergie des états formés par un neutron dans l'orbitale $1p_{1/2}$ et $2s_{1/2}$ et l'énergie de séparation d'un neutron pour les isotones $N=7$	24
1.11	Schéma des niveaux pour la chaîne isotonique $N=9$ par rapport à l'énergie de l'état $1/2^+$	25
1.12	Niveaux d'énergie de ^{17}He donnés par rapport à l'état fondamental	27
1.13	Schéma de niveaux du ^{10}Li pour des réactions de cassure	29
1.14	Spectre en énergie de décroissance du ^{12}Li obtenu par [Aks08]	30
1.15	Schéma de niveaux du ^{13}Be pour des réactions de cassure	33
1.16	Spectres en énergie de décroissance du ^{10}Li obtenus par Simon et collaborateurs [Sim07] et Aksyutina et collaborateurs [Aks08]	35
1.17	Spectre en énergie de décroissance du ^{10}Li obtenu par AlFalou [AF07]	36
1.18	Spectre en énergie de décroissance du ^{13}Be obtenu par Lecouey [Lec02]	36
1.19	Spectre en énergie de décroissance de ^{17}He obtenu par AlFalou [AF07]	37
2.1	Schéma des aires expérimentales du GANIL	40
2.2	Vue schématique du spectromètre LISE au GANIL	41
2.3	Matrice d'identification du faisceau secondaire de l'expérience E383 au plan focal PF2	42
2.4	Schéma du dispositif expérimental	43
2.5	Schéma du dispositif expérimental à l'intérieur de la chambre à réaction	44

2.6	Description des chambres à dérive	46
2.7	Masque de calibration des chambres à dérive	47
2.8	Courbes de calibration en position des chambres à dérive	47
2.9	Profil du faisceau de ^{15}B sur les deux chambres à dérive	48
2.10	Ouverture angulaire du faisceau de ^{15}B	49
2.11	Photographie du détecteur CHARISSA	50
2.12	Représentation des deux détecteurs silicium à pistes résistives	50
2.13	Linéarisation de la réponse des codeurs ADC pour une extrémité de piste d'un détecteur silicium	51
2.14	Harmonisation de la réponse des codeurs ADC pour une piste d'un détecteur silicium	52
2.15	Spectre en position pour une piste de silicium	53
2.16	Images sur les détecteurs silicium	54
2.17	Matrice de perte d'énergie dans les détecteurs silicium en fonction de l'énergie déposée dans les cristaux de CsI	55
2.18	Courbe de calibration en énergie pour une piste de silicium	56
2.19	Courbe de calibration en énergie pour un cristal de CsI	57
2.20	Spectre d'identification $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$ du télescope calibré	58
2.21	Perte d'énergie dans le détecteur Si_1 en fonction du détecteur Si_2	59
2.22	Spectre d'identification $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$ du télescope en coïncidence avec un neutron	60
2.23	Spectres PID	61
2.24	Relation entre lumière émise en MeVee et énergie déposée en MeV	63
2.25	Efficacité de détection d'un module DéMoN simulée	64
2.26	Spectres de calibration en temps de vol des neutrons	66
2.27	Signaux en sortie du photomultiplicateur d'un module DéMoN pour un neutron et une particule γ	68
2.28	Discrimination neutron/ γ par analyse en forme du signal	69
2.29	Spectres en charge obtenus à l'aide de sources	70
2.30	Courbes de calibration en énergie pour un module DéMoN	71
2.31	Spectre en énergie cinétique des neutrons en coïncidence avec un ^{12}Be	72
3.1	Energie de décroissance théorique de l'état s virtuel du ^{10}Li	79
3.2	Schéma de passage du référentiel du centre de masse du système non lié vers le référentiel du laboratoire	81
3.3	Efficacité du dispositif expérimental en énergie de décroissance	82
3.4	Résolution pour une énergie de décroissance de l' ^7He de 0,4 et 1 MeV	83
3.5	Résolution en énergie de décroissance du dispositif expérimental	84
3.6	Sélection du ^{12}Be pour la réaction $\text{C}(^{15}\text{B}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	85
3.7	Spectres en énergie des neutrons issus des différentes réactions, détec- tés en coïncidence avec les fragments chargés ^6He , $^9,^{11}\text{Li}$ et ^{12}Be	86
3.8	Distributions angulaires des neutrons issus des différentes réactions	87
3.9	Spectres en vitesse relative $^6\text{He}-n$, $^9\text{Li}-n$, $^{11}\text{Li}-n$ et $^{12}\text{Be}-n$ pour la réaction de cassure du ^{15}B	89

3.10	Distributions en impulsion transverse p_x des systèmes non liés ^7He , $^{10,12}\text{Li}$ et ^{13}Be pour la réaction de cassure du ^{15}B reconstruits à partir des impulsions du neutron et du fragment	91
3.11	Distributions en impulsion parallèle p_z des systèmes non liés ^7He , $^{10,12}\text{Li}$ et ^{13}Be pour la réaction de cassure du ^{15}B reconstruits à partir des impulsions du neutron et du fragment	92
3.12	Spectres en énergie de décroissance des systèmes non liés $^6\text{He}-n$, $^9\text{Li}-n$, $^{11}\text{Li}-n$ et $^{12}\text{Be}-n$ pour la réaction de cassure du ^{15}B	93
3.13	Origine des neutrons détectés en coïncidence avec un ^6He lors de la cassure du faisceau ^{15}B	94
3.14	Angle relatif des systèmes non liés $^6\text{He}-n$, $^9\text{Li}-n$, $^{11}\text{Li}-n$ et $^{12}\text{Be}-n$	96
3.15	Spectres en énergie de décroissance des systèmes non liés $^6\text{He}-n$, $^9\text{Li}-n$, $^{11}\text{Li}-n$ et $^{12}\text{Be}-n$ pour la réaction de cassure du ^{15}B avec mélange d'événements	97
3.16	Spectre en énergie de décroissance de l' $^6\text{He}+n$ donné par l'état fondamental et un fond combinatoire	99
3.17	Spectres en moments et en énergie neutron de l' $^6\text{He}+n$ donnés par l'état fondamental simulé et un fond combinatoire	100
4.1	Energie de décroissance du $^9\text{Li}+n$ donné par un état s virtuel, ou une résonance p , ou une combinaison des deux	104
4.2	Spectres en moments et en énergie neutron du l' $^9\text{Li}+n$ donnés par un état s virtuel simulé et une résonance p simulée	105
4.3	Comparaison et rapport entre distribution en énergie de décroissance brute et fond combinatoire pour le système $^9\text{Li}+n$	106
4.4	Energie de décroissance du $^9\text{Li}+n$ donnée par un état s virtuel et un fond non corrélé	107
4.5	Energie de décroissance du $^9\text{Li}+n$ donnée par une résonance p et un fond non corrélé	108
4.6	Energie de décroissance du $^9\text{Li}+n$ donnée par un état s virtuel, une résonance p et un fond non corrélé	109
4.7	Spectres en moments et en énergie neutron du l' $^9\text{Li}+n$ donnés par un état s virtuel simulé, une résonance p simulée et un fond combinatoire	110
4.8	Energie de décroissance du $^{11}\text{Li}+n$ donnée par un état s virtuel	111
4.9	Spectres en moments et en énergie neutron du l' $^{11}\text{Li}+n$ donné par un état s virtuel simulé	112
4.10	Comparaison et rapport entre distribution en énergie de décroissance brute et fond combinatoire pour le système $^{11}\text{Li}+n$	113
4.11	Energie de décroissance du $^{11}\text{Li}+n$ donnée par un état s virtuel et un fond non corrélé	114
4.12	Spectres en moments et en énergie neutron du l' $^{11}\text{Li}+n$ donnés par un état s virtuel simulé et un fond combinatoire	115
4.13	Energie de décroissance du $^{12}\text{Be}+n$ comparée à la distribution non corrélée	116
4.14	Energie de décroissance du $^{12}\text{Be}+n+n$	117
4.15	Energie de décroissance du $^{12}\text{Be}+n$ issu du $^{12}\text{Be}+n+n$	118

4.16	Spectre en vitesse relative du $^{12}\text{Be}+n$ pour la réaction $^9\text{Be}(^{18}\text{O}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$ (obtenu à MSU par l'équipe de Thoennessen [Tho00])	119
4.17	Vitesse relative et énergie de décroissance du $^{12}\text{Be}+n$, obtenu par réaction de cassure du ^{15}B avec et sans limitation de l'acceptance angulaire de DéMoN	120

Liste des tableaux

1.1	États de ${}^7\text{He}$	26
1.2	États du ${}^{10}\text{Li}$ au-dessus du seuil d'émission d'un neutron	28
1.3	États du ${}^{13}\text{Be}$ au-dessus du seuil d'émission d'un neutron	32
2.1	Liste des réactions possibles entre un neutron et le NE213	62
2.2	Coefficients de conversion entre énergie en MeV et lumière en MeVee en fonction de la particule chargée	64
2.3	Sources utilisées pour la calibration de DéMoN	69
3.1	Nombre d'événements exploitables de coïncidence fragment-neutron .	85
3.2	Sections efficaces estimées à partir de la distribution angulaire de neutrons	88

Chapitre 1

Les systèmes non liés

1.1 Noyaux légers riches en neutrons

L'exploration de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes, pouvant être créées dans des accélérateurs, est l'un des principaux objectifs de la physique nucléaire moderne. Les possibilités offertes par les faisceaux de noyaux exotiques pour la recherche dans les domaines de la structure et l'astrophysique nucléaire sont passionnantes, et l'activité mondiale dans la construction de différents types d'installations de faisceaux radioactifs témoigne de cet intérêt scientifique fort. Avec l'accès à des noyaux exotiques à la limite de la stabilité nucléaire, la physique des driplines neutron et proton est devenue un centre d'intérêt majeur.

Ces driplines représentent les limites de stabilité du paysage nucléaire, au-delà desquelles protons et neutrons ne peuvent plus être maintenus dans le noyau qui se désintègre quasi-instantanément (de l'ordre de 10^{-21} s) par émission de nucléons, ce qui rend ces systèmes très difficiles à étudier expérimentalement. Ces noyaux présentent des structures inhabituelles, des phénomènes nouveaux (extension de matière : halos, peaux de neutrons, états quasi-moléculaires) par rapport aux noyaux stables, ce qui leurs a valu ce qualificatif de «noyaux exotiques». Les caractéristiques structurelles de ces noyaux, pour lesquels il existe un déséquilibre notable entre le nombre de neutrons et de protons, changent par rapport à des noyaux plus stables, déjà bien connus et étudiés, les rendant de ce fait très intéressants. L'étude des noyaux peu ou presque liés ou encore non liés a donc été rendue possible, et permet de compléter notre vision de l'édifice nucléaire qui prenait jusqu'alors sa source dans la connaissance des noyaux stables ou proches de la stabilité.

L'un des lieux privilégiés pour atteindre et observer expérimentalement les limites de stabilité neutronique, et donc d'existence des noyaux, est la zone des noyaux légers riches en neutrons que les accélérateurs sont à présent capables de produire en grande quantité. L'intérêt est que ces derniers possèdent des états non liés à basse énergie d'excitation, ou peuvent même pour certains être non liés dans leur état fondamental. Ils forment des résonances correspondant à la création d'états métastables. Il peut s'agir d'interactions entre un cœur et un neutron par exemple, qui ont un comportement se rapprochant de celui d'un noyau lié pendant un temps re-

lativement court (10^{-21} s). La structure exotique de ces noyaux constitue un test extrême des modèles actuels et nous permettra peut-être, nous l'espérons, de parvenir à une meilleure description globale du noyau atomique. Tout l'enjeu du travail consiste à tenter de comprendre les corrélations énergétiques, les résonances, entre les différents corps composant ces noyaux.

L'objectif de ce travail de thèse est d'étudier la structure de noyaux légers riches en neutrons au-delà de la limite de stabilité comme l' ^7He , les $^{10,12}\text{Li}$ et le ^{13}Be via la réaction de cassure de ^{15}B sur cible. Ces noyaux sont tous non liés et décroissent spontanément en fragment chargé et neutron à la suite de la réaction qui les crée. Leur étude nécessite la détection conjointe des produits de la réaction, et l'exploration de leur interaction dans l'état final qui permet de remonter aux signes de la formation des systèmes non liés (figure 1.1). Par modélisation de cette interaction, il est ensuite possible de déduire sa nature et de connaître la structure des noyaux non liés.

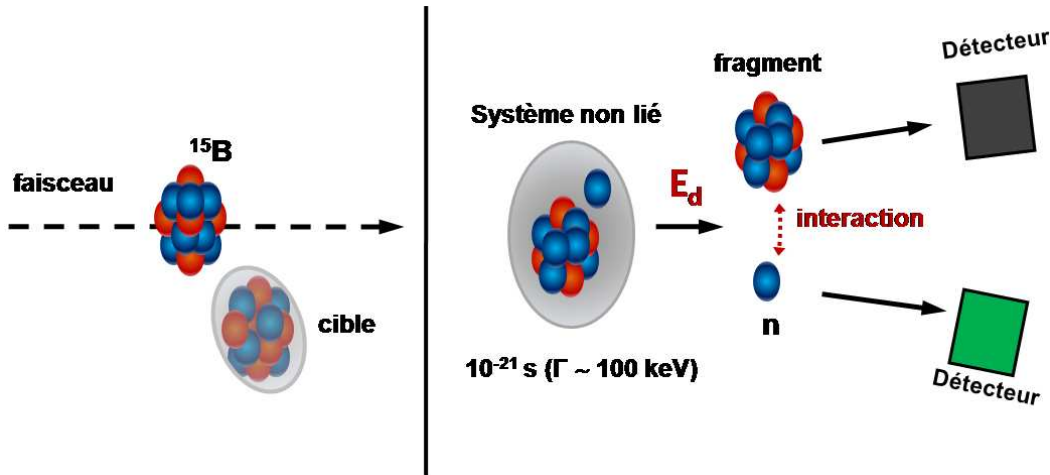


FIG. 1.1 – Schéma d'une réaction de cassure.

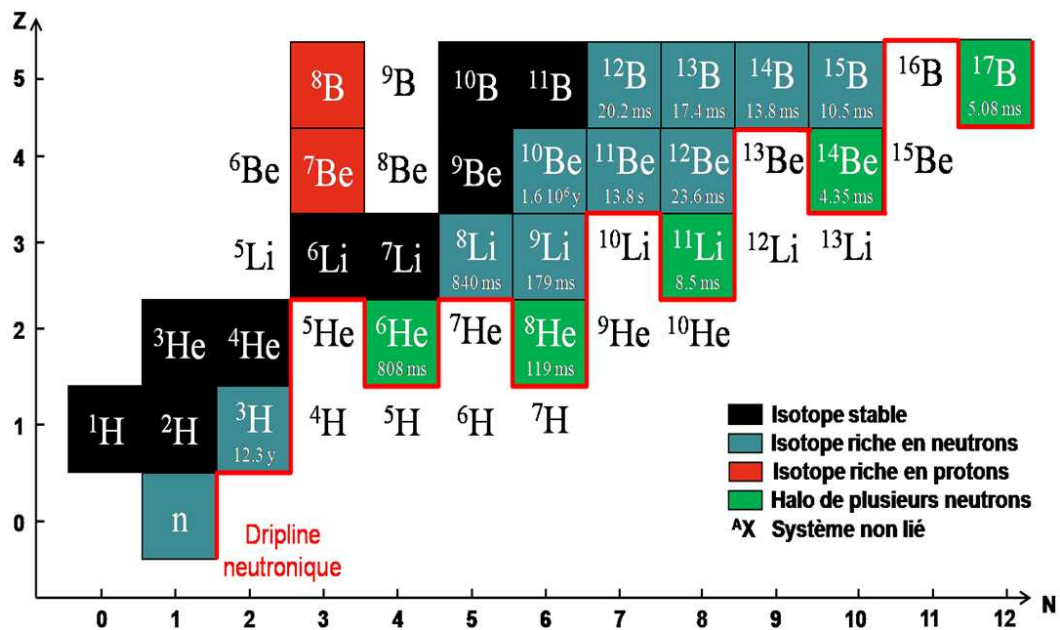
Dans ce travail de thèse, après une brève présentation de notre sujet, les détails expérimentaux et théoriques de notre analyse seront discutés, et les résultats sur les noyaux non liés ^7He , $^{10,12}\text{Li}$ et ^{13}Be produits à partir de réaction de cassure de ^{15}B seront présentés.

1.1.1 Description

Les noyaux qui existent à l'état naturel et qui peuplent l'univers sont des noyaux stables, de durée de vie illimitée par rapport à nos échelles de temps. Dans un diagramme (N,Z) qui représente l'ensemble des noyaux connus, les noyaux stables occupent une petite zone, nommée vallée de stabilité. Ces noyaux stables sont caractérisés par un rapport N/Z compris entre 1 et $\sim 1,5$, une énergie de séparation d'un nucléon (proton ou neutron) $S_{n,p}$ pouvant varier de 6 à 8 MeV, ainsi qu'un rayon proportionnel à $A^{1/3}$. Pour ces noyaux dont la cohésion est assurée par une forte énergie

de liaison, la densité centrale observée est la même pour tous, $\rho_0 \sim 0,15 \text{ fm}^{-3}$, la répartition des protons et neutrons est homogène au premier ordre et aucun découplage des distributions de protons et de neutrons n'est observé.

Certains noyaux ont quant à eux une durée de vie courte, ils sont dit exotiques, car ils décroissent par émission β . Ils peuplent sur la carte qui les répertorie (figure 1.2) les versants de la vallée de stabilité. On les obtient donc en ajoutant ou enlevant des neutrons à des espèces stables, on va alors vers la limite de stabilité en neutrons, dite «dripline neutronique», ou vers des noyaux de plus en plus déficients en neutrons, donc de plus en plus riches en protons par rapport à leur isotope stable, c'est la «dripline protonique». Les driplines marquent donc la limite entre une région où les noyaux riches en neutrons ou en protons sont β -instables mais liés, et une zone où aucune combinaison de Z protons et N neutrons ne parvient à subsister : les systèmes non liés qui se désintègrent spontanément par émission de nucléons. Les noyaux β -instables ont un rapport N/Z pouvant varier de 0,6 à 4 et une énergie de séparation $S_{n,p}$ comprise entre 40 MeV et 0 MeV. Cette variation pourrait entraîner un découplage de la distribution de protons et de neutrons comme une peau ou un halo de neutrons.



Pour le noyau stable (cas (a) figure 1.3) les potentiels de protons et de neutrons sont les mêmes, à la contribution coulombienne près, pour les protons. L'énergie de séparation des protons et neutrons est quasiment la même. Toutes les propriétés de la distribution en densité citées ci-dessus sont dues à ces conditions. L'augmentation du nombre de neutrons, cas (b), joue sur l'interaction proton-neutron attractive qui a pour effet de rendre le potentiel des protons plus profond. L'énergie de séparation des protons devient plus grande, et celle des neutrons diminue jusqu'à devenir presque nulle à proximité de la dripline neutronique.

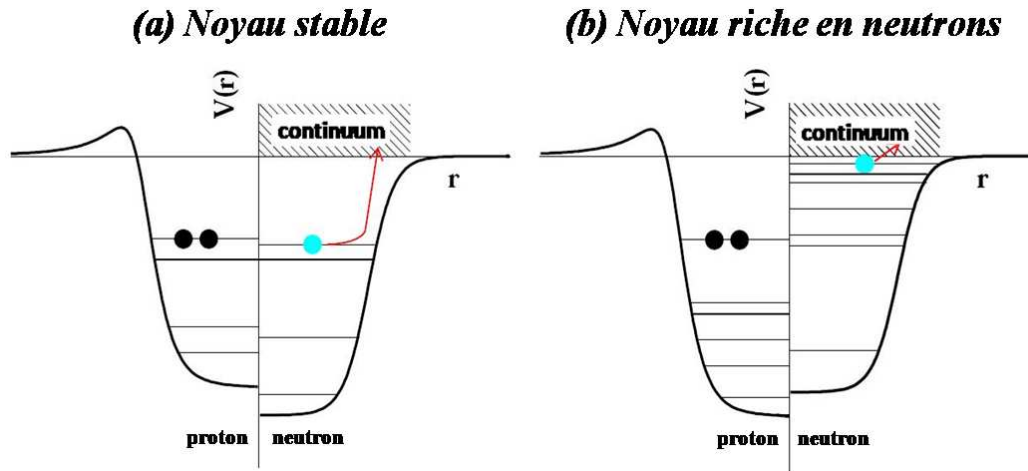


FIG. 1.3 – Schéma des différences entre les potentiels de protons (à gauche) et de neutrons (à droite) pour un noyau stable (a) et pour un noyau riche en neutrons (b), d'après [Tan99].

C'est cette différence d'énergie de séparation qui conduit à une augmentation spatiale de la densité des neutrons par rapport à celle des protons. Le découplage des distributions en densité nucléaire a révélé des nouveaux phénomènes de structure comme des nouveaux modes d'excitation (exemple : excitation «soft E1»), des noyaux à halo de un neutron, des noyaux borroméens, des peaux de neutrons (paragraphe 1.2.1).

1.1.2 Structure des noyaux non liés

Les noyaux très faiblement liés ont très peu d'états discrets (voire un seul), et le reste du spectre correspond à des états du continuum. Au delà mais à proximité des driplines, les noyaux sont non liés et les états nucléaires se manifestent par des états de résonance du continuum. Ainsi au dessus du seuil d'émission neutronique, il apparaît dans certaines zones d'énergie E_r et sur une plage Γ des résonances dans le spectre en énergie relative cœur-neutron. Le neutron a donc une forte probabilité de se trouver confiné à l'intérieur du potentiel créé par le cœur, de la même manière que s'il lui était lié [Mes95]. Cependant la durée de vie τ de cet état métastable est très courte ($\sim 10^{-21}$ s) car gouvernée par le principe d'Heisenberg :

$$\Gamma \tau \approx \hbar \quad \tau \approx \frac{\hbar}{\Gamma} \approx \frac{200}{\Gamma_{[MeV]}} \text{ fm}/c \quad (1.1)$$

Dans un modèle simple où seul le mouvement relatif cœur-neutron serait pris en compte, l'apparition d'un état résonant est entièrement dépendante de la forme du potentiel subi par le neutron. Ce potentiel effectif ressenti par un neutron de moment cinétique ℓ est donné par [Joa65] :

$$V_{eff}(r) = V_N(r) + V_\ell(r) = V_N(r) + \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu r^2} \quad (1.2)$$

avec r la distance cœur-neutron, μ la masse réduite, V_N le potentiel nucléaire créé par le cœur et V_ℓ le potentiel centrifuge. Le dernier terme constitue la barrière centrifuge que le neutron doit franchir pour échapper à l'attraction du cœur. Pour une énergie relative du système inférieure ou égale à la hauteur de la barrière, le neutron pourrait être confiné à proximité du cœur, laissant ainsi se former un état métastable. Plus le moment cinétique ℓ du neutron sera grand et plus la barrière centrifuge sera positive, ce qui aura pour conséquence d'augmenter la durée de vie de l'état résonant (figure 1.4).

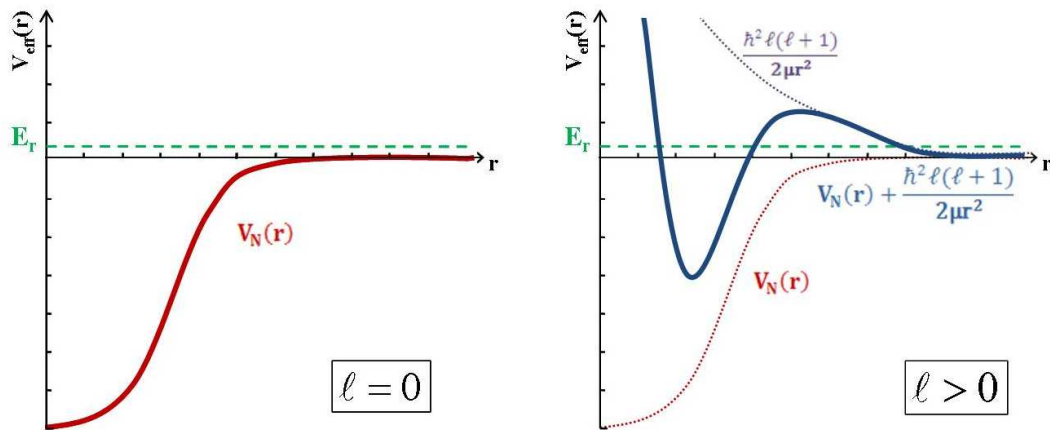


FIG. 1.4 – Potentiel effectif subi par un neutron de moment cinétique : $\ell = 0$ (à gauche), aucune barrière centrifuge n'est présente ; $\ell > 0$ (à droite), la barrière centrifuge $\frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu r^2}$ pourrait confiner le neutron, adapté de [AF07].

Si le neutron a un moment cinétique nul, alors cette barrière centrifuge disparaît (on ne peut donc plus considérer que le neutron est piégé dans le potentiel du cœur), les structures présentes dans le continuum ne pourront plus être considérées comme résonantes : on parlera alors d'état virtuel près du seuil d'émission neutron [McV68]. Les états virtuels ont une structure plus large que les états résonants. Cependant, des résonances peuvent exister même si $\ell = 0$ dans des modèles prenant en compte l'excitation du cœur [Boh69, Joa65], ou un potentiel non central [Kuk89] résultant d'une déformation du cœur.

Les états non liés résonants ou virtuels peuvent être décrits comme des états de diffusion d'un neutron sur le cœur. La section efficace différentielle en énergie

relative cœur-neutron E_{rel} peut s'écrire [Mes95] :

$$\frac{d\sigma}{dE_{rel}} = \frac{4\pi}{k_{rel}^2} \sin^2 \delta(E_{rel}) \quad (1.3)$$

où k_{rel} est le moment relatif cœur-neutron et δ le déphasage de l'onde provoqué par le potentiel ressenti par le neutron. Dans le cas d'une résonance, le déphasage est négligeable partout sauf sur une plage en énergie centrée sur E_{rel} et de largeur Γ , de sorte que la formule 1.3 prend la forme d'une distribution de Breit-Wigner. Dans ce cas l'énergie E_r et la largeur Γ de la résonance permettent de caractériser l'état non lié (figure 1.5).

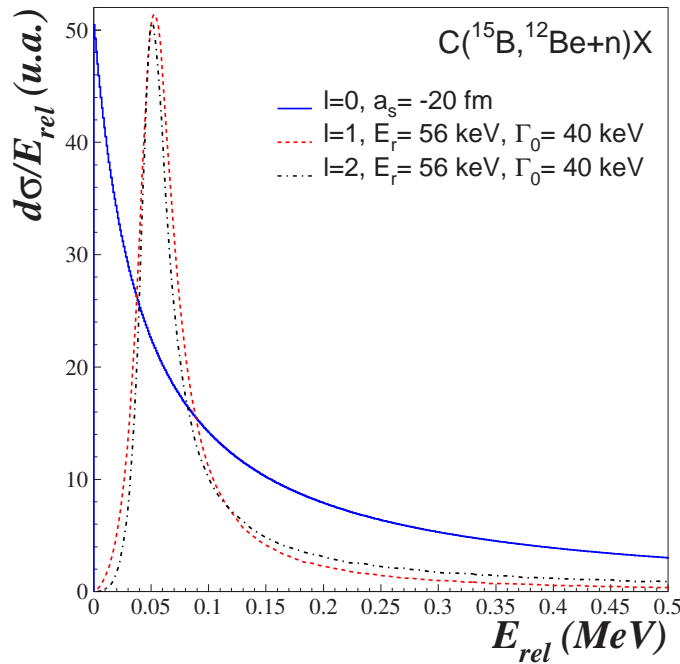


FIG. 1.5 – Etat s virtuel ($\ell = 0$) et résonant $\ell = 1$ et $\ell = 2$. La longueur de diffusion $a_s = -20$ fm a été choisie afin que l'énergie de l'état s corresponde à l'énergie de résonance ($E_r = 56$ keV).

Pour les états virtuels, le déphasage varie plus lentement avec l'énergie et à basse énergie ($k_{rel} \rightarrow 0$) :

$$\delta \rightarrow -a_s k_{rel} \quad (1.4)$$

Le coefficient a_s est appelé longueur de diffusion et caractérise l'état virtuel. La distribution n'est plus une fonction de type Breit-Wigner, elle croît beaucoup plus vite près du seuil d'émission d'un neutron ($E_d = 0$ MeV), et présente une longue traîne à plus haute énergie (figure 1.5), rendant sa détection plus délicate [Han01].

Un exemple est présenté sur la figure 1.5 pour deux résonances $\ell = 1, 2$ du ^{13}Be avec $E_r = 56$ keV et $\Gamma = 40$ keV et un état s virtuel d'une longueur de diffusion choisie pour correspondre à l'énergie de la résonance. Pour un état virtuel très près du seuil, énergie et longueur de diffusion peuvent être reliées approximativement par

[Che01] :

$$E_r \approx \frac{\hbar^2}{2\mu a_s^2} \quad (1.5)$$

1.2 Problématique

1.2.1 Modélisation des systèmes à 3 corps

L'étude des noyaux riches en neutrons a révélé des phénomènes inattendus comme l'apparition de halos de nucléons en orbite autour d'un cœur nucléaire compact dans les noyaux proches de la dripline. En 1985, Tanihata et collaborateurs [Tan85a] ont découvert en calculant le rayon d'interaction R_I de plusieurs isotopes du lithium (déterminé à partir de mesures de section efficace), que celui du ^{11}Li était nettement plus grand que celui du ^9Li , son isotope lié le plus proche, ainsi que de celui prévu par le modèle de la goutte liquide (figure 1.6). Le volume occupé par les deux neutrons du halo du ^{11}Li est aussi grand que celui occupé par le plomb qui compte 20 fois plus de nucléons. Ce phénomène est également observé pour d'autres noyaux faiblement liés : les $^{6,8}\text{He}$ [Tan85b], les $^{11,14}\text{Be}$ et le ^{17}B [Tan88a, Tan88b]. Hansen et Jonson interprètent les observations de Tanihata comme une longue traîne dans la fonction d'onde des deux derniers neutrons, qui forment en quelque sorte un «halo» diffus autour d'un cœur constitué du reste des nucléons [Han87].

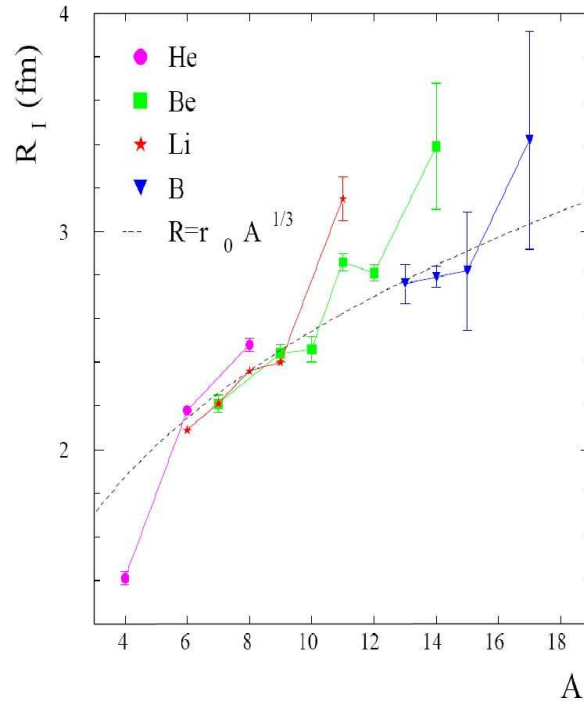


FIG. 1.6 – Rayon d'interaction des isotopes d'He, de Li, de Be et de B [Tan85a, Tan88a, Tan88b]. La ligne en pointillés représente la prédiction du modèle de la goutte liquide.

Depuis de nombreuses études théoriques et expérimentales ont été réalisées, et ont permis de recenser les différents noyaux à halo existants. Tous ne possèdent pas un halo de deux neutrons (^6He , ^{11}Li , ^{14}Be et ^{17}B), certains n'en ont qu'un (^{11}Be et ^{19}C), d'autres quatre (^8He)¹. Quelque soit le noyau à halo considéré, la longue traîne dans la fonction d'onde du ou des neutrons de valence est due à une faible énergie de séparation du ou des derniers neutrons (^{11}Li : $S_n = 325 \pm 25$ keV, $S_{2n} = 369,15 \pm 65$ keV [Smi08] et ^{14}Be : $S_n = 1360 \pm 15$ keV, $S_{2n} = 1260 \pm 130$ keV [Aud03]), ainsi qu'à un faible moment cinétique du ou des neutrons de valence par rapport au cœur ($\ell = 0$ ou $\ell = 1$).

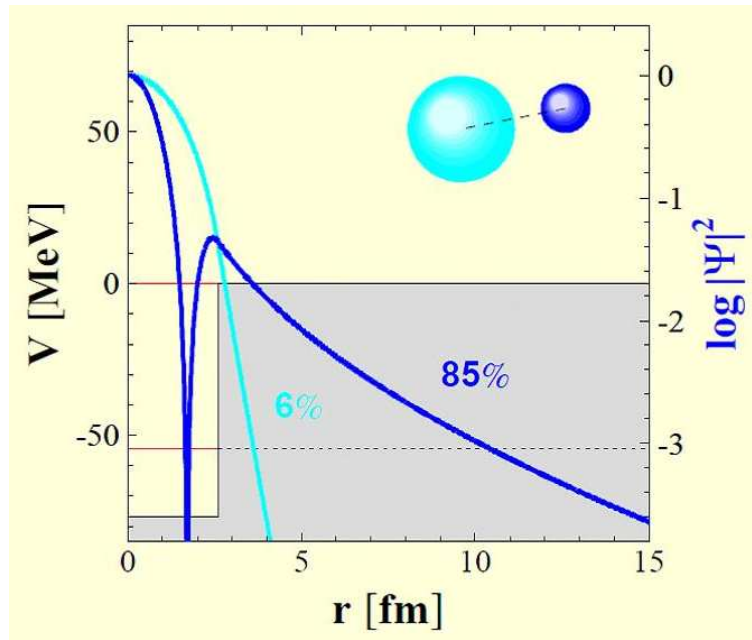


FIG. 1.7 – Distribution en densité pour deux états : lié (en turquoise) et faiblement lié (en bleu) (d'après [Mar02]). Le potentiel (puits carré) est ajusté pour que le deuxième état soit très près du seuil, manifestant ainsi l'augmentation de la probabilité de présence à l'extérieur du potentiel (de 6% à 85%) pour former un état halo.

Le premier point s'explique par le fait qu'en mécanique quantique toute particule faiblement liée dans un potentiel voit sa fonction d'onde s'étendre beaucoup plus loin que la portée de celui-ci (figure 1.7). Le second point est dû à la barrière centrifuge B ($B \propto \ell(\ell + 1)$) rencontrée par les neutrons. En effet l'augmentation du moment cinétique des neutrons engendre un accroissement de la barrière centrifuge ayant pour conséquence une diminution de la traîne de la fonction d'onde de ces neutrons (plus ℓ est grand est plus les neutrons sont confinés à l'intérieur du potentiel créé par le cœur). Ceci implique que le développement d'un halo de neutrons ne peut survenir

¹ ^{18}He possède 4 neutrons de plus que la particule α , ces 4n sont liés de seulement 3,1 MeV (à comparer aux 20 MeV d'énergie de liaison de la particule α). Sa taille est comparable à celle de ^{16}He (rayon d'interaction de ces deux noyaux de $2,5 \text{ fm} \pm 0,1 \text{ fm}$), alors qu'on pourrait s'attendre à ce que ^{18}He , avec deux neutrons supplémentaires, étende encore plus que ^{16}He sa fonction d'onde. On considère que ce noyau développe une peau de quatre neutrons s'étendant loin du cœur d' ^{14}He .

que si la fonction d'onde est majoritairement s ou une superposition de fonctions d'onde s et p [Fed93].

Les noyaux à halo de deux neutrons, comme le ^{11}Li et le ^{14}Be , forment un système à trois corps dont les caractéristiques font qu'il est qualifié de borroméen [Zhu93] : un noyau composé d'un cœur et de deux neutrons, le système complet est lié alors que chacun de ses sous-systèmes, cœur-neutron et neutron-neutron, ne l'est pas, à l'image des anneaux de la figure 1.8.

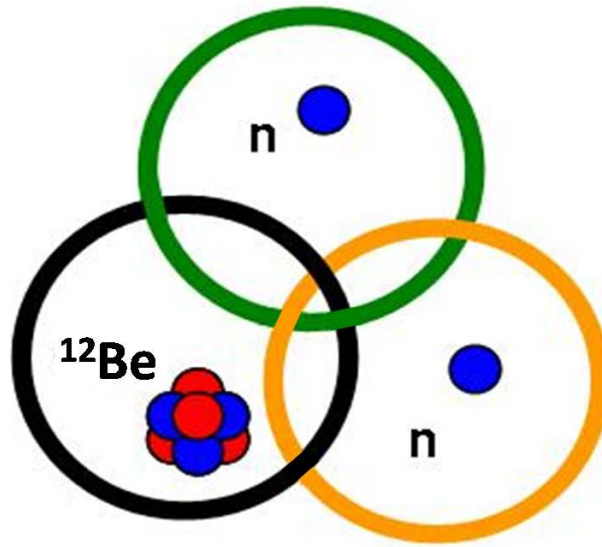


FIG. 1.8 – Schéma d'un noyau à halo de deux neutrons comme le ^{14}Be formant un système à trois corps borroméen. Les trois particules sont liées mais aucun des sous-systèmes ne l'est.

Dans la description de tels systèmes à trois corps, la connaissance des interactions deux à deux entre les différents constituants est primordiale. Si l'interaction neutron-neutron est relativement bien connue [Mac01], il n'en va pas de même pour l'interaction cœur-neutron² : dès que le cœur est éloigné de la vallée de stabilité (comme c'est le cas pour le ^9Li et le ^{12}Be), son temps de vie très court (de l'ordre de quelques ms) rend impossible toute expérience de diffusion de neutrons sur cible. Le seul moyen d'obtenir des informations sur l'interaction cœur-neutron réside alors dans l'étude des états du continuum des systèmes non liés ^{10}Li et ^{13}Be . Les calculs de Thompson et collaborateurs ont ainsi montré l'influence de la structure du ^{10}Li et du ^{13}Be à basse énergie sur celle des noyaux borroméens ^{11}Li [Tho94] et ^{14}Be [Tho95, Tho96]. La modélisation des noyaux à halo borroméens ^{11}Li et ^{14}Be étant impossible sans la connaissance de la structure des systèmes $^{10}\text{Li}-n$ et $^{13}\text{Be}-n$, il est indispensable de s'intéresser à l'étude de ces derniers qui vont influencer fortement la distribution du système à 3 corps.

²Cette remarque est vraie en générale, mais dans le cas du noyau à halo d' ^6He formant un système à trois corps composé d'un cœur d' ^4He et de deux neutrons, la structure du système non lié $^5\text{H} \rightarrow \alpha + n$ est bien connue, et donc l'interaction $\alpha - n$ de même.

1.2.2 Test du modèle en couches au delà de la dripline neutronique

Alors que le modèle de la goutte liquide reproduit les tendances générales des noyaux stables, il ne parvient pas à reproduire dans le détail certains effets observés expérimentalement. En effet, pour certains nombres particuliers de neutrons ou de protons, les mesures systématiques de l'énergie de liaison du noyau, de l'énergie de séparation du proton ou du neutron le moins lié, ou de l'énergie du premier niveau excité sont particulièrement grandes et montrent une déviation par rapport aux prédictions du modèle de goutte liquide. La stabilité est plus grande pour des noyaux ayant des couches fermées de neutrons ou de protons, ce qui est le cas pour les valeurs dites «nombres magiques» : 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Cette observation a conduit à postuler l'existence d'une structure en couches des nucléons dans le noyau à l'instar de la structure en couches des électrons dans les atomes.

Le modèle en couches repose sur l'hypothèse d'une indépendance des nucléons (protons et neutrons) dans un potentiel nucléaire moyen (champ moyen) résultant de leurs interactions mutuelles. Les énergies qu'ils peuvent avoir sont discrètes : ce sont des niveaux énergétiques. La distribution de ces niveaux n'est pas forcément uniforme : il se peut qu'une certaine plage en énergie contienne beaucoup de niveaux alors qu'une autre plage énergétique sera quasi-vide. Une telle répartition est appelée structure en couches. Une couche est un ensemble de niveaux proches en énergie, séparée des autres couches par un espace vierge de tout niveau («gap»).

Le concept de structure en couches permet de comprendre pourquoi certains noyaux sont plus stables que d'autres. Il faut savoir que deux nucléons du même type ne peuvent pas se trouver dans le même état (principe d'exclusion de Pauli). Dans l'état de plus basse énergie du noyau, les nucléons remplissent tous les niveaux, en commençant par le plus bas énergétiquement. Lorsqu'une couche est pleine, pour exciter le noyau, il faut forcer un nucléon à quitter un des niveaux occupés, et le promouvoir dans un niveau libre sur la couche suivante. Cette excitation est énergétiquement coûteuse : l'énergie nécessaire étant au moins égale à l'écart entre les deux couches considérées. A contrario, si le dernier niveau occupé et le premier niveau libre appartiennent à la même couche, il suffit de provoquer une transition à l'intérieur d'une même couche, l'énergie nécessaire sera donc beaucoup plus faible et le noyau sera alors moins stable. Tout dépend donc du nombre de nucléons disponibles, et de la structure en couches du noyau.

Les niveaux à une particule, se mouvant dans un potentiel moyen, peuvent être obtenus à partir des solutions de l'équation de Schrödinger. Chaque niveau peut être occupé et correspond parfois à plusieurs états de particules : on dit alors qu'il est dégénéré. La dégénérescence d'un niveau d'énergie est généralement liée aux propriétés de symétrie du potentiel moyen. Ce dernier ne peut être de forme quelconque. A cause des lois de conservation du moment cinétique et de la parité, il doit être un vrai scalaire. Il doit être par ailleurs attractif et de courte portée. Il est possible de faire appel à un potentiel type oscillateur harmonique (purent central), auquel on

préfèrera le potentiel de Wood-Saxon décrivant mieux la densité nucléaire. Avec ces deux potentiels, il n'est pas possible de reproduire les nombres magiques, comme le 28 par exemple. L'ajout d'un terme de couplage entre le moment angulaire orbital et le spin permet de lever la dégénérescence des niveaux observée et de reproduire avec succès la séquence des nombres magiques pour les noyaux stables. La séquence d'orbitales obtenue pour les premiers niveaux est représentée sur la figure 1.9.

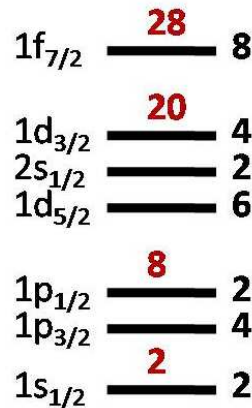


FIG. 1.9 – Représentation schématisée de la séquence de niveaux à une particule calculée par le modèle en couches avec un potentiel de Wood-Saxon et un couplage spin-orbite pour les noyaux stables, montrant les fermetures de couches.

La structure des systèmes non liés très exotiques tels que le ^{10}Li et le ^{13}Be constitue en elle-même un test fort des modèles existants. Par exemple, le ^{10}Li fait partie de la chaîne isotonique $N=7$ dans laquelle l'inversion des niveaux $\nu 1p_{1/2}$ ($1/2^-$) et $\nu 2s_{1/2}$ ($1/2^+$) est déjà bien connue pour le ^{11}Be [Tal60, Deu68]. De même le ^{13}Be appartient à la chaîne isotonique $N=9$ pour laquelle une inversion des niveaux $\nu 1d_{5/2}$ ($5/2^+$) et $\nu 2s_{1/2}$ ($1/2^+$) a déjà été observée pour le ^{14}B [Gui00, Sau00] et le ^{15}C [Gos73, Sau00, Mad01].

La figure 1.10 présente l'évolution des niveaux d'énergie formés par un neutron dans l'orbitale $1p_{1/2}$ et $2s_{1/2}$ pour les isotones $N=7$. Une inversion existe entre eux-ci par rapport au modèle en couches standard. Dans l' ^{15}O , qui possède un trou neutron dans la couche p doublement fermée, l'état $1/2^+$ appartenant à la couche sd est à 5 MeV au-dessus du fondamental $1/2^-$. En se déplaçant dans la chaîne isotonique $N=7$ vers les noyaux de Z plus petit (isospin N/Z plus élevé), l'énergie de liaison des niveaux diminue que le neutron soit dans l'orbitale $1p_{1/2}$ ou $2s_{1/2}$, et cette énergie diminue plus vite dans le premier cas (orbitale $1p_{1/2}$), si bien qu'une inversion de niveaux se produit et l'état intrus de la couche $1s0d$ apparaît en tant que fondamental. La réduction du nombre de protons entraîne donc une diminution de l'énergie de liaison, qui provoque une baisse du gap entre les deux niveaux qui s'approchent l'un de l'autre jusqu'à se croiser et s'inverser dans le ^{11}Be . Ce croisement des niveaux a été interprété comme résultant de l'interaction monopolaire proton-neutron, ainsi que de l'excitation quadrupolaire du cœur pour ce noyau et du

blocage dû au principe de Pauli [Sag93]. Dans le ^{11}Be , l'état intrus $1/2^+$ devient alors l'état fondamental au lieu de l'état $1/2^-$ prédit par le modèle en couches standard, et ils ne deviennent liés que par 0,50 et 0,18 MeV respectivement. Il est attendu que ce phénomène d'inversion se poursuive pour les isotones les plus exotiques de cette chaîne, à savoir le ^{10}Li et l' ^9He [Sag93, Ots00]. Ceci a été établi pour le ^{10}Li par plusieurs expériences (paragraphe 1.3.2). Quant à l' ^9He seule l'expérience de Chen et collaborateurs a permis d'observer un fondamental $1/2^+$ [Che01].

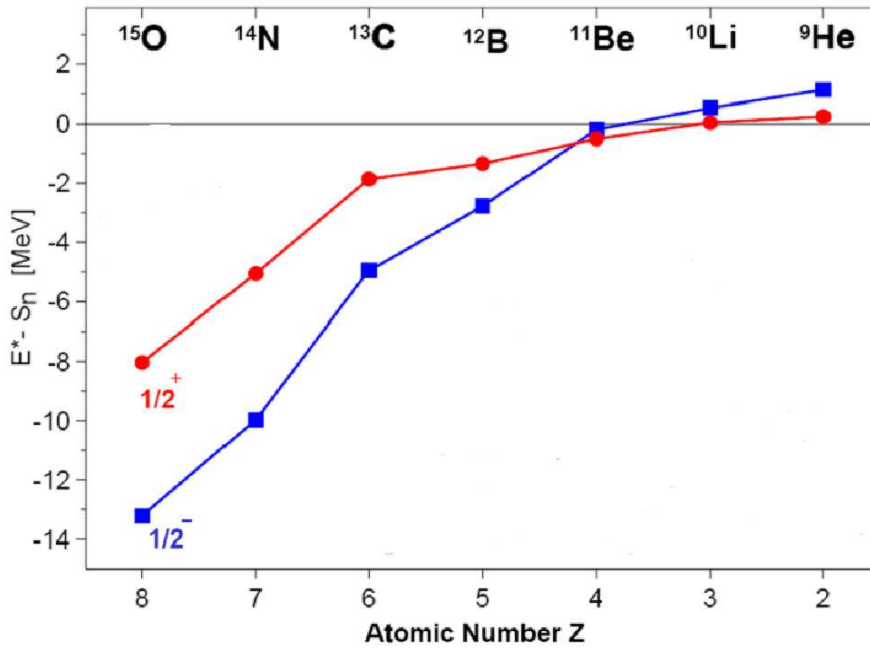


FIG. 1.10 – Systématique des différences entre l'énergie des états formés par un neutron dans l'orbitale $1p_{1/2}$ et $2s_{1/2}$ et l'énergie de séparation d'un neutron pour les isotones $N=7$ [Che01].

De même que pour les isotones $N=7$, il a été observé une inversion de niveaux dans la chaîne $N=9$ (figure 1.11). Pour certains de ces noyaux, un état intrus qui est le niveau $1/2^+$ provenant de la couche $1s0d$, apparaît comme fondamental à la place de l'état $5/2^+$ de la même couche prédit par le modèle en couches standard. Dans l' ^{17}O , l'état $1/2^+$ est au-dessus du fondamental $5/2^+$. En allant vers les isotones les plus légers de cette chaîne le gap entre ces deux niveaux diminue jusqu'à ce qu'ils se croisent et s'inversent dans le ^{15}C , puis le ^{14}B . Dans le cas du ^{13}Be certaines expériences (paragraphe 1.3.4) ont déjà observé la poursuite de cette tendance, mais des résultats récents n'appuient pas la présence d'un fondamental $1/2^+$ [Kon07]. Quant au ^{12}Li , qui fait également parti de cette chaîne isotonique, la seule étude qui s'est intéressée à la structure de ce système a mis en évidence la présence d'un état s près du seuil (paragraphe 1.3.3).

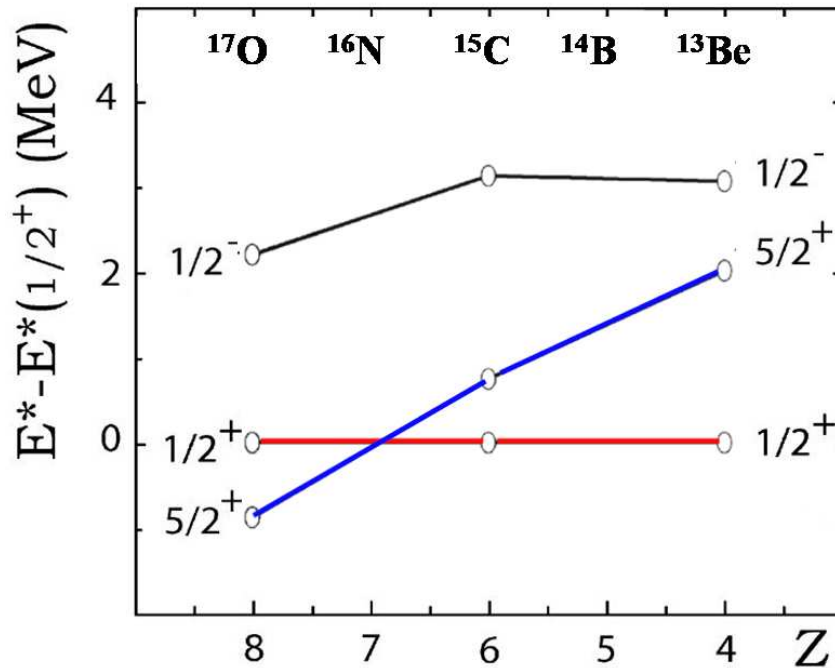


FIG. 1.11 – Systématique des différences entre l'énergie des états $1/2^+$, $5/2^+$ et $1/2^-$ par rapport à l'énergie de l'état $1/2^+$ pour les isotones $N=9$ [Sim07].

1.3 Systèmes non liés étudiés

Dans cette thèse nous nous intéresserons à quatre noyaux. Le premier, l' ^7He , dont la structure est déjà bien connue à basse énergie, est notre noyau référent qui servira de test pour valider nos simulations et hypothèses, ainsi que les calibrations des détecteurs. Le ^{10}Li et le ^{13}Be , seront quant à eux étudiés pour les motifs évoqués ci-dessus, à savoir confirmer ou infirmer l'inversion de couches et tenter de mieux connaître la structure à basse énergie d'excitation de ces systèmes non liés qui influence fortement la modélisation des noyaux à halo borroméens. Enfin, dans le cas du ^{12}Li , le but sera de sonder, pour une des toutes premières fois, son spectre d'énergie d'excitation.

1.3.1 L'hélium 7

L'état fondamental de l' ^7He a été observé pour la première fois par Stokes et Young [Sto67] avec la réaction de transfert $^7\text{Li}(t, ^3\text{He})^7\text{He}$. L'énergie de résonance au-dessus du seuil d'émission neutronique a été mesurée à $E_r = 0,42 \pm 0,06$ MeV avec une largeur $\Gamma = 0,17 \pm 0,04$ MeV. Cette valeur a été modifiée quelques années plus tard par les mêmes auteurs [Sto69] après réitération de l'expérience, mais avec une meilleure résolution : $E_r = 0,44 \pm 0,03$ MeV et $\Gamma = 0,16 \pm 0,03$ MeV. Le spin parité de l'état fondamental est $J^\pi = 3/2^-$ formé par un neutron dans la couche $0p_{3/2}$ couplé avec un $^6\text{He}(J^\pi = 0^+)$. Depuis les premières mesures, la position et la largeur de cet état ont été confirmées par plusieurs expériences (tableau 1.1).

Un état excité vers 3,30 MeV au dessus du seuil ${}^6\text{He}+n$ ($E_x = 2,9$ MeV) a été observé dans plusieurs expériences [Gor98, Kor99, Boh01, Ska06] et interprété comme un neutron $0p_{1/2}$ couplé à un cœur excité d' ${}^6\text{He}$ ($J^\pi = 2^+$). Cette autre résonance de spin parité $J^\pi = 5/2^-$ décroît principalement dans la voie $\alpha + 3n$. Cette voie sera exclue lors de notre étude du fait de la détection en coïncidence d'un ${}^6\text{He}$ et d'un neutron.

En utilisant la réaction $\text{C}({}^8\text{He}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$ avec un faisceau de 227 MeV/nucléon [Mei02], un état excité a été observé, ayant les caractéristiques $E_r = 1,0 \pm 0,1$ MeV ($E_x = 0,6$ MeV) et $\Gamma = 0,75 \pm 0,08$ MeV avec un peuplement de l'ordre de $35 \pm 10\%$ par rapport à l'état fondamental trouvé à $E_r = 0,43 \pm 0,02$ MeV et $\Gamma = 0,15 \pm 0,08$ MeV. Cet état a été interprété comme un neutron dans la couche $0p_{1/2}$, soit $[{}^6\text{He}(2^+) \otimes 0p_{1/2}]_{1/2^-}$. Le résultat inattendu de cette observation a suscité un intérêt particulier et engendré plusieurs études [Rog04, Bou05, Wuo05, Rye06, Ska06]. Mais seule une d'entre elles vient corroborer la présence de cet état excité [Ska06].

Réactions	E_r (MeV)	Γ (MeV)	ℓ_n	Etats (J^π)	Références
${}^7\text{Li}(t, {}^3\text{He}){}^7\text{He}$	$0,44 \pm 0,03$	$0,16 \pm 0,03$	1	fond. ($3/2^-$)	[Sto69]
${}^{10}\text{B}(\pi^-, pd){}^7\text{He}$	$3,24 \pm 0,2$	2,0	1	exc. ($5/2^-$)	[Gor98]
${}^1\text{H}({}^8\text{He}, d){}^7\text{He}$	0,44	0,16	1	fond. ($3/2^-$)	[Kor99]
${}^1\text{H}({}^8\text{He}, d){}^7\text{He}$	$3,30 \pm 0,3$	$2,20 \pm 0,3$	1	exc. ($5/2^-$)	[Kor99]
${}^9\text{Be}({}^{12}\text{Be}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$	$0,45 \pm 0,02$	—	1	fond. ($3/2^-$)	[Che01]
${}^9\text{Be}({}^{15}\text{N}, {}^{17}\text{F}){}^7\text{He}$	0,44	$0,14 \pm 0,02$	1	fond. ($3/2^-$)	[Boh01]
${}^9\text{Be}({}^{15}\text{N}, {}^{17}\text{F}){}^7\text{He}$	$3,39 \pm 0,1$	$1,90 \pm 0,3$	1	exc. ($5/2^-$)	[Boh01]
$\text{C}({}^8\text{He}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$	$0,43 \pm 0,02$	$0,15 \pm 0,08$	1	fond. ($3/2^-$)	[Mei02]
$\text{C}({}^8\text{He}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$	$1,0 \pm 0,1$	$0,75 \pm 0,08$	1	exc. ($1/2^-$)	[Mei02]
${}^2\text{H}({}^6\text{He}, p){}^7\text{He}$	$3,14^{+0,4}_{-0,6}$	2,0	1	exc. ($1/2^-$)	[Wuo05]
$p({}^8\text{He}, d){}^7\text{He}$	$0,36 \pm 0,05$	$0,17 \pm 0,05$	1	fond. ($3/2^-$)	[Ska06]
$p({}^8\text{He}, d){}^7\text{He}$	$1,26 \pm 0,09$	$1,0 \pm 0,05$	1	exc. ($1/2^-$)	[Ska06]
$p({}^8\text{He}, d){}^7\text{He}$	$3,26 \pm 0,1$	$2,10 \pm 0,08$	1	exc. ($5/2^-$)	[Ska06]
${}^7\text{Li}(d, {}^2\text{He}){}^7\text{He}$	0,44	$0,18 \pm 0,02$	1	fond. ($3/2^-$)	[Rye06]
${}^7\text{Li}(d, {}^2\text{He}){}^7\text{He}$	$1,89^{+0,7}_{-0,5}$	$2,0^{+1,0}_{-1,1}$	1	exc. ($1/2^-$)	[Rye06]
$\text{C}({}^8\text{He}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$	0,44	0,16	1	fond. ($3/2^-$)	[AF07]
$\text{C}({}^{11}\text{Be}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$	0,44	0,16	1	fond. ($3/2^-$)	[AF07]
$\text{C}({}^{14}\text{B}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$	0,44	0,16	1	fond. ($3/2^-$)	[AF07]
$({}^8\text{Li}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$	$0,4 \pm 0,01$	$0,12^{+0,04}_{-0,015}$	1	fond. ($3/2^-$)	[Den08]

TAB. 1.1 – États résonants de l' ${}^7\text{He}$. ℓ_n désigne le moment cinétique orbital du neutron par rapport à l' ${}^6\text{He}$.

Pour ce noyau, les modèles théoriques prévoient une suite de trois états de résonance J^π égaux à $3/2^-$, $1/2^-$ et $5/2^-$ [Pop93, Wur97, Nav98, Pie01]. Le modèle en couches standard donne l'état $1/2^-$ à 3 MeV au dessus du fondamental [Pop93], le modèle RRGm (Refined Resonating Group Method) le prévoit entre 2,3 MeV et 3,8 MeV [Wur97], tandis que le modèle en couches sans cœur à large base (Large-basis no-core shell-model) [Nav98] prédit une valeur à 2,3 MeV, mais il sous-estime

l'énergie de liaison du fondamental de 2 MeV. Enfin, les calculs Monte Carlo Quantique (QMC) [Pie01] reproduisent mieux l'énergie de liaison et prédisent une énergie d'excitation de l'état $1/2^-$ de 2,9 MeV. Par conséquent, tous les modèles théoriques prévoient l'état $1/2^-$ à plus haute énergie que celle observée par [Mei02]. La figure 1.12 représente le schéma des niveaux au-dessus du fondamental observés lors des différentes expériences et prédits par les modèles.

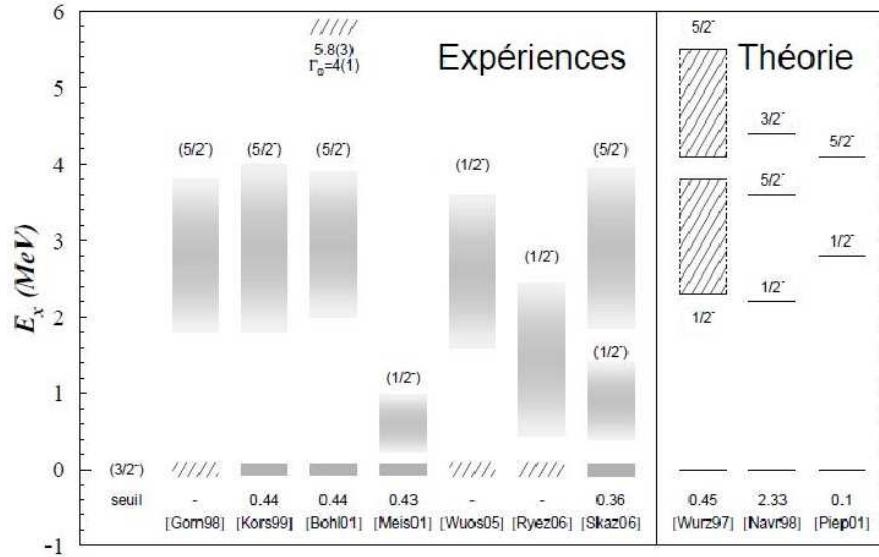


FIG. 1.12 – Niveaux d'énergie de l' ^7He donnés par rapport à l'état fondamental $J^\pi = 3/2^-$ [Ska06]. Les valeurs des seuils d'émission neutronique sont indiquées sous chaque état fondamental.

1.3.2 Le lithium 10

Comme nous l'avons déjà évoqué, la structure à basse énergie du ^{10}Li est importante pour les modèles à trois corps dans la description du ^{11}Li [Tho94] (paragraphe 1.2.1). Il est également question de savoir si dans la chaîne isotonique $N=7$ l'état $\nu s_{1/2}$ est plus lié que l'état $\nu p_{1/2}$, ce qui marquerait une inversion de couches pour le ^{11}Be , le ^{10}Li et ^9He par rapport aux noyaux de Z supérieur (paragraphe 1.2.2). Des calculs suggèrent que cette inversion, déjà bien établie pour le ^{11}Be , devrait se poursuivre avec le ^{10}Li [Sag93]. Un état du ^{10}Li a été observé pour la première fois par Wilcox et collaborateurs [Wil75] avec la réaction $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$. Par la suite, de nombreuses expériences ont tenté de cerner les caractéristiques des états à basse énergie (tableau 1.2 et [Til04]) sans toutefois réussir à les déterminer avec précision. Seul l'assignement du spin-parité semble être établi par plusieurs expériences. Celles-ci indiquent que l'état fondamental du ^{10}Li est un neutron $2s_{1/2}$ couplé à l'état fondamental du ^9Li ($J^\pi=3/2^-$) pour donner un état 2^- et un état 1^- . L'état 2^- est attendu comme le fondamental [Bro95]. Le deuxième état excité a été prédit comme étant un état 1^+ résultant du couplage entre un neutron $1p_{1/2}$ avec le fondamental $J^\pi = 3/2^-$ du ^9Li .

Réactions	E_r (MeV)	Γ (MeV)	ℓ_n	Etats (J^π du neutron)	Références
${}^9\text{Be}({}^9\text{Be}, {}^8\text{B}){}^{10}\text{Li}$	$0,80 \pm 0,25$	$1,20 \pm 0,3$	-	fond.	[Wil75]
${}^{11}\text{B}(\pi^-, p){}^{10}\text{Li}$	$0,15 \pm 0,15$	$< 0,40$	0	fond.	[Ame90]
$\text{C}({}^{18}\text{O}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$\leq 0,15$	-	0	fond. [‡]	[Kry93]
$\text{C}({}^{18}\text{O}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$\approx 2,50$	-	-	exc.	[Kry93]
${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$	$0,42 \pm 0,05$	$0,15 \pm 0,07$	1	fond. ($1/2^-$)	[Boh93]
${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$	$0,80 \pm 0,06$	$0,30 \pm 0,10$	1	exc. ($1/2^-$)	[Boh93]
${}^{11}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^8\text{B}){}^{10}\text{Li}$	$< 0,10$	$< 0,23$	0	fond. ($1/2^+$)	[You94]
${}^{11}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^8\text{B}){}^{10}\text{Li}$	$0,54 \pm 0,06$	$0,36 \pm 0,02$	1	exc. ($1/2^-$)	[You94]
$\text{C}({}^{11}\text{Be}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$\leq 0,05$	-	0	fond. ($1/2^+$)	[Zin95]
${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$	$0,24 \pm 0,04$	$0,10 \pm 0,07$	1	($1/2^-$)	[Boh97, Boh99]
${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$	$1,4 \pm 0,08$	$0,2 \pm 0,07$	-	-	[Boh97, Boh99]
${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$	$2,35 \pm 0,10$	$1,20 \pm 0,04$	-	-	[Boh97, Boh99]
${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$	$4,19 \pm 0,10$	$0,12 \pm 0,08$	-	-	[Boh97, Boh99]
${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$	$4,64 \pm 0,10$	$0,20 \pm 0,10$	-	-	[Boh97, Boh99]
${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$	$0,53 \pm 0,06$	$0,30 \pm 0,08$	0	($1/2^-$)	[Boh97, Boh99]
${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$	$2,85 \pm 0,07$	$0,30 \pm 0,20$	-	-	[Boh97, Boh99]
${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$	$5,70 \pm 0,10$	$0,20 \pm 0,10$	-	-	[Boh97, Boh99]
$\text{C}, \text{Pb}({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$0,21 \pm 0,05$	$0,12^{+0,10}_{-0,05}$	0	-	[Zin97]
$\text{C}, \text{Pb}({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$0,61 \pm 0,10$	$0,6 \pm 0,10$	1	-	[Zin97]
$\text{Pb}({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$\approx 1,60$	-	-	-	[Zin97]
${}^{11}\text{B}(\pi^-, p){}^{10}\text{Li}$	$0,10 \pm 0,10$	$0,40 \pm 0,10$	0	-	[Gor98]
${}^{11}\text{B}(\pi^-, p){}^{10}\text{Li}$	$0,70 \pm 0,20$	$0,10 \pm 0,10$	1	-	[Gor98]
${}^{14}\text{C}(\pi^-, dd){}^{10}\text{Li}$	$0,40 \pm 0,07$	$0,30 \pm 0,07$	-	-	[Gor98]
${}^9\text{Be}({}^{18}\text{O}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$\leq 0,05$	-	0	fond. ($1/2^+$)	[Tho99]
${}^9\text{Be}({}^9\text{Be}, {}^8\text{B}){}^{10}\text{Li}$	$0,50 \pm 0,06$	$0,40 \pm 0,06$	1	($1/2^-$)	[Cag99]
${}^9\text{Be}({}^{12,11}\text{Be}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	0,05	-	0	($1/2^+$)	[Che01]
${}^9\text{Be}({}^{11}\text{Be}, {}^9\text{Li}+\gamma)\text{X}$	$< 0,05$	-	0	fond. ($1/2^+$)	[Cha01]
${}^9\text{Li}(d, p){}^{10}\text{Li}$	$0,35 \pm 0,11$	$< 0,32$	-	-	[San03]
$\text{C}({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$0,68 \pm 0,10$	$0,87 \pm 0,15$	1	exc. ($1/2^-$)	[Sim04]
${}^9\text{Li}(d, p){}^{10}\text{Li}$	$\simeq 0,38$	$\simeq 0,2$	1	-	[Jep06]
$\text{C}({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$0,510 \pm 0,44$	$0,54 \pm 0,16$	1	-	[Sim07]
$\text{C}({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$1,486 \pm 0,88$	$< 2,2$	2	-	[Sim07]
${}^1\text{H}({}^{11}\text{Li}, pn){}^{10}\text{Li}$	$0,566 \pm 0,14$	$0,54 \pm 0,30$	1	-	[Aks08]
a_s (fm) [†]					
$\text{C}({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	< -40		0	fond. ($1/2^+$)	[Sim04]
$\text{C}({}^{11}\text{Be}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$-16^{+4,5}_{-3,5}$		0	-	[Nor04]
${}^9\text{Li}(d, p){}^{10}\text{Li}$	-19^{+6}_{-5}		0	-	[Jep06]
$\text{C}({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	-30^{+12}_{-31}		0	-	[Sim07]
$\text{C}({}^{11}\text{Be}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	-14 ± 2		0	-	[AF07]
${}^1\text{H}({}^{11}\text{Li}, pn){}^{10}\text{Li}$	$-22,4 \pm 4,8$		0	-	[Aks08]

[†] Pour un état s virtuel, $E_r = \hbar^2/2\mu a_s^2$.

[‡] État s résonant.

TAB. 1.2 – États du ${}^{10}\text{Li}$ au-dessus du seuil d'émission d'un neutron.

Les résultats expérimentaux peuvent se regrouper globalement en deux catégories. Un état s a été trouvé à partir de l'étroitesse des distributions en moment dans des réactions avec des faisceaux de ${}^{11}\text{Be}$ et ${}^{11}\text{Li}$ [Zin95], et l'étude de la vitesse relative entre le neutron et le ${}^9\text{Li}$ obtenue à partir d'un faisceau d' ${}^{18}\text{O}$ [Kry93, Tho99], et de ${}^{11}\text{Be}$ [Che01, Cha01] conduisent à la même conclusion d'un état s à basse énergie. L'ensemble de ces études conduit à une longueur de diffusion $-40 < a_s \leq -10$ fm, c'est à dire équivalente à quelques dizaines de keV au dessus du seuil. Ceci est en

accord avec les observations plus récentes, obtenues par réaction de cassure de ^{11}Li [Sim04, Sim07, Aks08] ou de ^{11}Be [Nor04, AF07] et de transfert [Jep06], qui ont recensé un état s virtuel avec $-40 \leq a_s \leq -13$ fm. Un état p vers 0,5 MeV a été observé par [Cag99], en accord avec [You94], [Boh93, Boh97, Boh99], [Zin97], [Jep06], [Sim04, Sim07] et [Aks08].

Du point de vue théorique, les calculs initiaux considéraient l'état fondamental du ^{10}Li comme étant un 2^- [Bar73], suggérant ainsi pour la première fois l'inversion de parité dans le ^{10}Li . Les modèles microscopiques RRG (Refined Resonating Group Method) [Wur96], semi-microscopiques OCM (Orthogonality Condition Model) [Kat93], les calculs RPA (Random Phase Approximation) [Boh93, Boh97] et le modèle microscopique en cluster utilisant la méthode des coordonnées génératrices MGCM (Multichannel Generator Coordinate Method) [Des97] sont tous d'accord pour assigner à l'état fondamental un spin parité 1^+ et au premier état excité un 2^+ ([Boh93] suggère en fait un 2^+ pour le fondamental et un 1^+ pour l'état excité). Les approches par modèle en couches [Pop93, Kit93, Bro95, Che01, Bri06] prévoient quant à elles un état 2^- pour le fondamental et un 1^+ pour le premier état excité. Des calculs plus récents [Gua02], [Bla07], [Myo07] rejoignent les conclusions de [Tho94] et [Nun96] qui prévoyaient un état s virtuel très près du seuil pour le fondamental (<5 keV). La figure 1.13 représente le schéma des niveaux du ^{10}Li observés lors des différentes expériences de fragmentation et prédits par deux modèles récents.

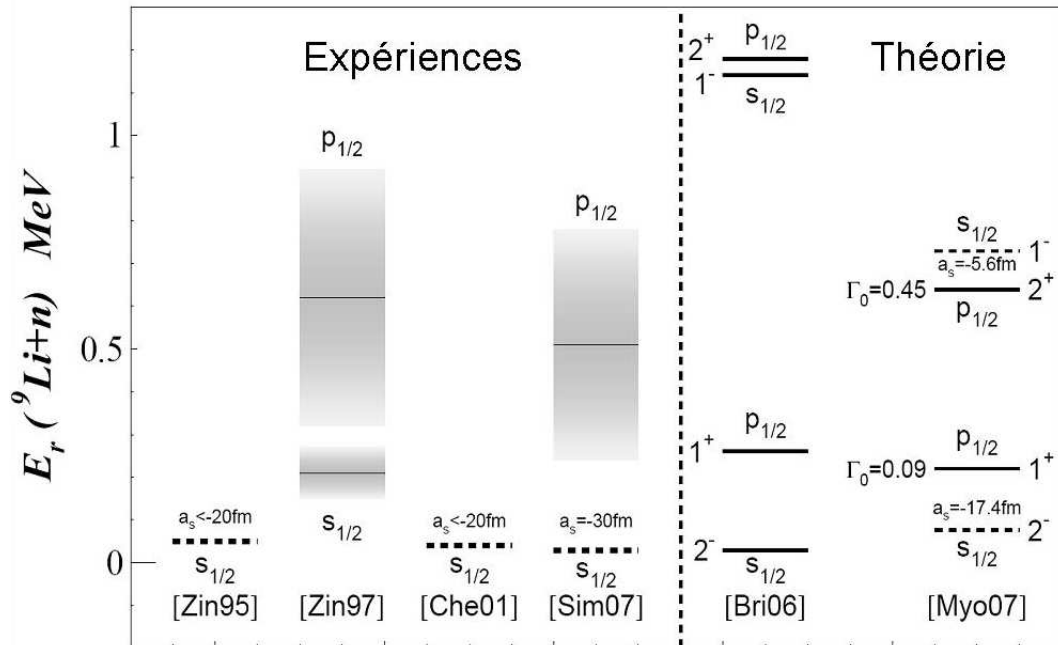


FIG. 1.13 – Schéma de niveaux du ^{10}Li pour des réactions de cassure. L'énergie est donnée par rapport au seuil d'émission neutronique.

1.3.3 Le lithium 12

Le ^{12}Li est un système non lié décroissant vers ^{11}Li et un neutron. Il appartient à la chaîne isotonique $N=9$ pour laquelle apparaît une modification de l'ordre des niveaux $1/2^+$ et $5/2^+$ de la couche $1s0d$ pour le ^{15}C , ^{14}B et le ^{13}Be (à confirmer). On peut penser qu'il doit en être de même pour le ^{12}Li et pour confirmer cette vision des choses, il est important de s'assurer de l'existence d'un état à très basse énergie dans ce noyau, et de connaître sa nature. C'est pour cela, que pour la première fois une expérience visant à sonder les niveaux du ^{12}Li a été réalisée. Avec la réaction $^1\text{H}(^{14}\text{Be}, ^{11}\text{Li}+n)\text{X}$, Aksyutina et collaborateurs [Aks08] ont obtenu le spectre en énergie de décroissance du $^{11}\text{Li}+n$ montrant que l'état fondamental du ^{12}Li peut être décrit comme un état s virtuel avec une longueur de diffusion $a_s = -13,7 \pm 1,6$ fm (figure 1.14). Aucun état supplémentaire n'a été observé. L'observation de ce fondamental $1/2^+$ à basse énergie va dans le sens d'une poursuite de l'inversion de niveaux pour les istones $N=9$, mais cela reste à confirmer.

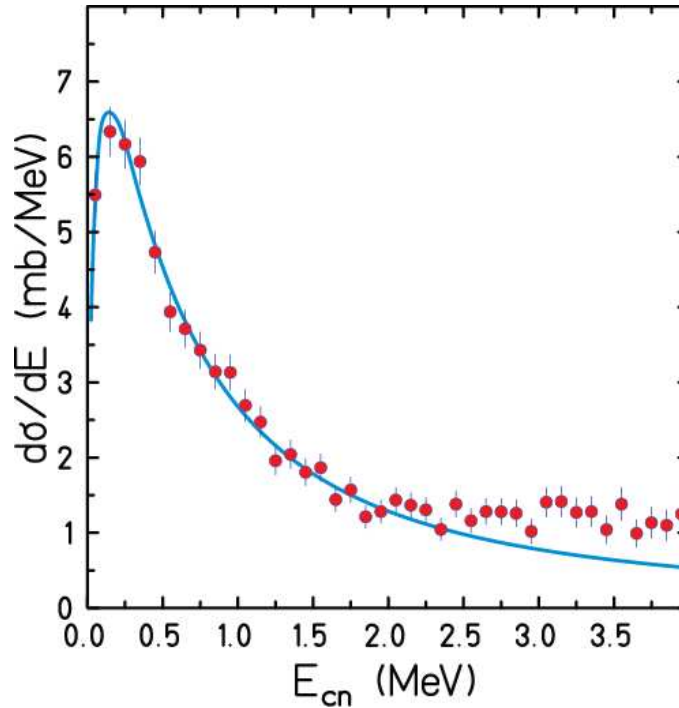


FIG. 1.14 – Spectre en énergie de décroissance du ^{12}Li obtenu par [Aks08] reproduit en trait plein par un état s virtuel de longueur de diffusion $a_s = -13,7 \pm 1,6$ fm.

Ces résultats sont en contradiction avec les prédictions du modèle en couches qui suggère un état fondamental de spin-parité $J^\pi = 4^-$, ainsi que des états excités $J^\pi = 2^-$ et $J^\pi = 1^-$ attendus très près de l'état fondamental à des énergies d'excitation de 0,41 et 0,73 MeV respectivement [Pop85]. Les prédictions de Poppelier sont cependant mal adaptées car le modèle en question n'inclut pas la possibilité des états sd intrus.

1.3.4 Le béryllium 13

Le ^{13}Be a fait l'objet de nombreuses études, notamment depuis que son rôle dans la structure du ^{14}Be a été mis en lumière (paragraphe 1.2.1) et que l'inversion des niveaux $\nu 1d_{5/2}$ et $\nu 2s_{1/2}$ a été constatée pour le ^{15}C et le ^{14}B de la chaîne isotonique $N=9$. Le ^{13}Be faisant également partie de cette chaîne, l'existence d'un état $5/2^+$ signifierait donc que cette tendance se poursuit (paragraphe 1.2.2). Le fait que ce noyau soit non lié a été suggéré il y a un peu plus de quarante ans par Poskanzer et collaborateurs [Pos66], puis confirmé en 1973 par [Bow73].

Bien que les résultats obtenus et les conclusions tirées lors des diverses expériences soient très différents (tableau 1.3), tous ont mentionné la présence d'un état excité à approximativement 2 MeV avec un spin parité $5/2^+$. Cependant les premières expériences n'avaient pas réussi à trancher entre les configurations $\nu p_{1/2}$ et $\nu s_{1/2}$ pour le dernier neutron [Ost92, Kor95, Bel98]. Le fait est que les réactions de transfert de plusieurs nucléons utilisées alors n'étaient pas le meilleur moyen pour peupler un état $1/2^+$ ou $1/2^-$ car les Q de réactions fortement négatifs favorisent les moments cinétiques plus élevés [Bri72].

Il faudra attendre l'expérience de Thoennessen et collaborateurs pour pouvoir enfin déterminer le fondamental correspondant à un neutron de moment cinétique $\ell = 0$ ou 1 par rapport au ^{12}Be et son spin parité. En effet le spectre expérimental de la vitesse relative $^{12}\text{Be}-n$ est caractérisé par un pic très étroit suggérant un état très proche du seuil. Une analyse poussée amène les auteurs à attribuer ce pic à un état s virtuel dont la longueur de diffusion a_s est inférieure à -10 fm [Tho00], ce qui donne une limite supérieure d'environ 200 keV pour l'énergie de cet état virtuel par rapport au seuil d'émission neutronique.

Mais Lecouey interprétera, quant à lui, la structure qu'il observe à basse énergie comme étant compatible avec un état s résonant d'énergie $0,6 < E_r < 0,8$ MeV et de largeur $1 < \Gamma < 2$ MeV [Lec02], relançant ainsi un nouveau débat entre fondamental s résonant et s virtuel. L'expérience de GSI [Sim04] plaidera plutôt en faveur d'une résonance s , tandis que les résultats obtenus par [Jon03], [Sim07] et [Chr08] sont compatibles avec un état s virtuel très près du seuil. Bien que la discussion entre configuration $\nu p_{1/2}$ et $\nu s_{1/2}$ pour le dernier neutron semblait être close, une étude récente viendra infirmer la présence d'un état s en proposant un fondamental $1/2^-$ [Kon07].

Plusieurs analyses théoriques ont également été menées pour décrire la structure du ^{13}Be . La plupart d'entre elles prédisent une résonance $1d_{5/2}$ ($5/2^+$) à 2 MeV et un état fondamental faiblement lié de spin $1/2$ qui pourrait être soit une résonance $1p_{1/2}$ ($1/2^-$) [Pop85, Lab99b] soit un état $2s_{1/2}$ ($1/2^+$) très près du seuil d'émission neutronique [Ost92, Des94, Des95, Pac02]. Les premiers calculs menés par Poppelier

et collaborateurs [Pop85]³ utilisant le modèle en couches ont donné un fondamental $1/2^-$ et le modèle microscopique en cluster annonçait quant à lui un $1/2^+$ [Ost92].

Réactions	E_r (MeV)	Γ (MeV)	ℓ_n	Etats (J^π)	Références
$^{14}\text{C}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{13}\text{Be}$	$1,80 \pm 0,05$	$0,90 \pm 0,50$	-	-	[Ale83]
$^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{13}\text{Be}$	$2,01 \pm 0,05$	$0,30 \pm 0,02$	2 ou 1	fond. ($5/2^+, 1/2^-$)	[Ost92]
$^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{13}\text{Be}$	$5,13 \pm 0,07$	$0,40 \pm 0,02$	-	exc.	[Ost92]
$^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{13}\text{Be}$	$8,51 \pm 0,02$	$0,90 \pm 0,03$	-	exc.	[Ost92]
$d(^{12}\text{Be}, p)^{13}\text{Be}$	2	-	-	fond.	[Kor95]
$d(^{12}\text{Be}, p)^{13}\text{Be}$	5,70	-	-	-	[Kor95]
$d(^{12}\text{Be}, p)^{13}\text{Be}$	7	-	-	-	[Kor95]
$d(^{12}\text{Be}, p)^{13}\text{Be}$	10	-	-	-	[Kor95]
$^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$	$0,80 \pm 0,09$	-	0 ou 1	fond. ($1/2^+, 1/2^-$)	[Bel98]
$^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$	$2,02 \pm 0,10$	1,00	2	($5/2^+$)	[Bel98]
$^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$	$2,90 \pm 0,2$	-	-	-	[Bel98]
$^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$	4,94	-	-	-	[Bel98]
$^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$	5,89	-	-	-	[Bel98]
$^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$	7,80	-	-	-	[Bel98]
$^9\text{Be}(^{18}\text{O}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	2	-	2	exc. ($5/2^+$)	[Tho00]
$\text{C}(^{14}\text{B}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	0,60-0,80	$\approx 1 - 2$	0	($1/2^+$) [‡]	[Lec02]
$\text{C}(^{14}\text{B}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	$2,50 \pm 0,20$	$\approx 0,40$	2	($5/2^+$)	[Lec02]
$\text{C}(^{14}\text{B}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	2	0,39	2	($5/2^+$)	[Jon03]
$\text{C}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	$< 0,50$	-	0	($1/2^+$) [‡]	[Sim04]
$\text{C}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	$1,50 \pm 0,10$	-	1	($1/2^-$)	[Sim04]
$\text{C}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	$2,60 \pm 0,20$	0,30	2	($5/2^+$)	[Sim04]
$\text{C}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	2	0,30	2	($5/2^+$)	[Sim07]
$\text{C}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	3,04	0,40	1	($1/2^-$)	[Sim07]
$\text{C}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	5,00	1,50	-	-	[Sim07]
$^1\text{H}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	$0,45 \pm 0,1$	-	1	fond. ($1/2^-$)	[Kon07]
$^1\text{H}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	$1,17 \pm 0,2$	-	0	($1/2^+$) [‡]	[Kon07]
$^1\text{H}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	$2,34 \pm 0,2$	-	2	($5/2^+$)	[Kon07]
	a_s (fm) [†]				
$^9\text{Be}(^{18}\text{O}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	< -10		0	fond. ($1/2^+$)	[Tho00]
$\text{C}(^{14}\text{B}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	< -20		0	($1/2^+$)	[Jon03]
$\text{C}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	$-3, 2_{-1,10}^{+0,90}$		0	($1/2^+$)	[Sim07]
$\text{Be}(^{48}\text{Ca}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	-20		0	($1/2^+$)	[Chr08]

[†] Pour un état s virtuel, $E_r = \hbar^2/2\mu a_s^2$.

[‡] État s résonant.

TAB. 1.3 – États du ^{13}Be au-dessus du seuil d'émission d'un neutron.

Descouvemont effectue deux calculs à l'aide d'un modèle en cluster utilisant la méthode des coordonnées génératrices GCM (Generator Coordinate Method). Le premier prédit un fondamental $1/2^+$ à peine lié en utilisant l'état à 2,01 MeV mesuré

³ Les prédictions de Poppeleir sont cependant mal adaptées car le modèle en question ne prévoit pas d'état à basse énergie (voir page 30).

par [Ost92] pour ajuster les paramètres du modèle [Des94]. Les paramètres du second calcul sont cette fois ajustés de manière à reproduire l'énergie de séparation des deux derniers neutrons dans le ^{14}Be . Ce qui conduit Descouvemont à postuler l'existence d'un neutron à peine lié dans une orbitale $1s_{1/2}$ pour l'état fondamental et un état $5/2^+$ à 2 MeV [Des95]. Par contre Labiche et collaborateurs dans leurs calculs basés sur un modèle à trois corps développé par Vinh Mau et Pacheco [Vin96] ne peuvent reproduire l'énergie de séparation des deux derniers neutrons que s'ils attribuent à l'état fondamental un spin parité $1/2^-$ (le dernier neutron dans du ^{13}Be est dans l'orbitale $1p_{1/2}$) [Lab99b]. La dernière étude théorique sur ce noyau a utilisé un modèle basé sur l'approximation RPA (Random Phase Approximation) suggérant la présence d'un état fondamental $1/2^+$ non lié à 0,3 MeV [Pac02]. La figure 1.15 représente le schéma des niveaux du ^{13}Be observés lors des diverses expériences et prédits par les différents modèles théoriques.

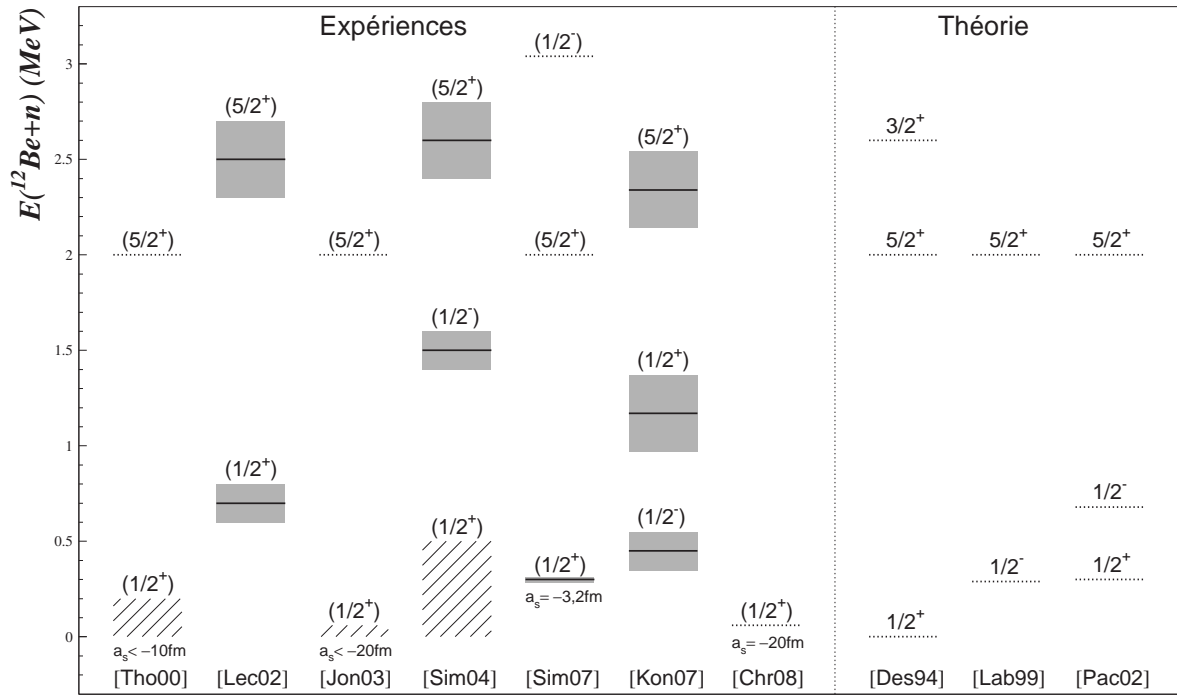


FIG. 1.15 – Schéma de niveaux du ^{13}Be pour des réactions de cassure. L'énergie est donnée par rapport au seuil d'émission neutronique.

1.4 Les réactions de cassures pour sonder les systèmes non liés

Le choix d'un type de réaction est avant tout guidé par la physique que nous voulons étudier, mais à cette volonté initiale viennent se greffer plusieurs contraintes, telles que la disponibilité et l'intensité du faisceau, la section efficace du processus étudié, les détecteurs disponibles et leurs performances.

La première contrainte provient de la production des noyaux que nous voulons étudier car, comme nous l'avons déjà vu, ils sont exotiques et il faut donc les créer dans des accélérateurs. Cela signifie que l'étude de ces noyaux se réalise en cinématique inverse : contrairement aux noyaux stables, c'est dans le faisceau et non dans la cible que le noyau sera étudié. Produire les noyaux exotiques n'est pas suffisant car pour obtenir un nombre d'événements acceptable en un temps de faisceau raisonnable il faut, pour une section efficace σ donnée, allier à une intensité N_i de production maximale, une épaisseur de cible ρ_s et une efficacité de détection ε , qui soient elles aussi significatives :

$$\text{taux de comptage} = N_i \cdot \rho_s \cdot \sigma \cdot \varepsilon$$

Notre étude porte sur des noyaux proches de la limite de liaison, or plus on s'éloigne de la vallée de stabilité et moins l'intensité de production est importante, de ce fait le choix de la réaction est conditionné par la faible intensité des faisceaux délivrés (de l'ordre de quelques 100 à 1000 pps). Pour palier cette faible intensité et avoir un taux de comptage raisonnable, la voie de réaction utilisée doit donc présenter une section efficace élevée, une grande épaisseur de cible et une bonne efficacité de détection.

Parmi les réactions particulièrement utilisées pour atteindre les noyaux au-delà de la dripline et peupler les états de résonance dans la voie finale, on trouve les réactions de cassure d'un faisceau d'ions radioactifs à haute énergie. Elles présentent une section efficace élevée (de l'ordre du barn), une focalisation des produits de la réaction vers l'avant due à l'énergie élevée du faisceau (il est de ce fait inutile que le système de détection couvre les 4π de l'angle solide) et la possibilité de faire les mesures avec une cible épaisse et des faisceaux peu intenses.

Les études utilisant la cassure, telles que la nôtre, nécessitent la détection en coïncidence du fragment chargé et du neutron, ainsi que la reconstruction de l'énergie relative fragment-neutron (paragraphe 3.1). Les neutrons détectés ne seront pas forcément ceux ayant formé un état résonant que nous souhaitons étudier. En effet, le fragment et le neutron peuvent être produits même s'il n'y a pas de résonance dans le système. Ainsi, la distribution en énergie relative fera état d'une distribution correspondant à l'espace de phase purement cinématique, aux corrélations dans l'état initial et aux états très larges du continuum fragment-neutron. Ces effets mènent à un «fond non-résonant» qui peut être extrait au moyen d'une analyse des corrélations en énergie de décroissance (paragraphe 3.7.2). Il s'obtient ainsi par mélange du fragment et d'un neutron non corrélés, c'est à dire provenant d'événements différents, et les pics au-dessus de cette contribution correspondent aux états non liés (figures 1.17, 1.18 et 1.19).

Les réactions de cassure d'un faisceau d'ions radioactifs sur cible peuvent se réaliser suivant plusieurs mécanismes :

- par perte d'un neutron à partir d'un noyau à halo de deux neutrons. C'est cette voie d'étude que les équipes de Simon et d'Aksyutina ont choisi pour étudier le peuplement des niveaux du ^{10}Li (figure 1.16).

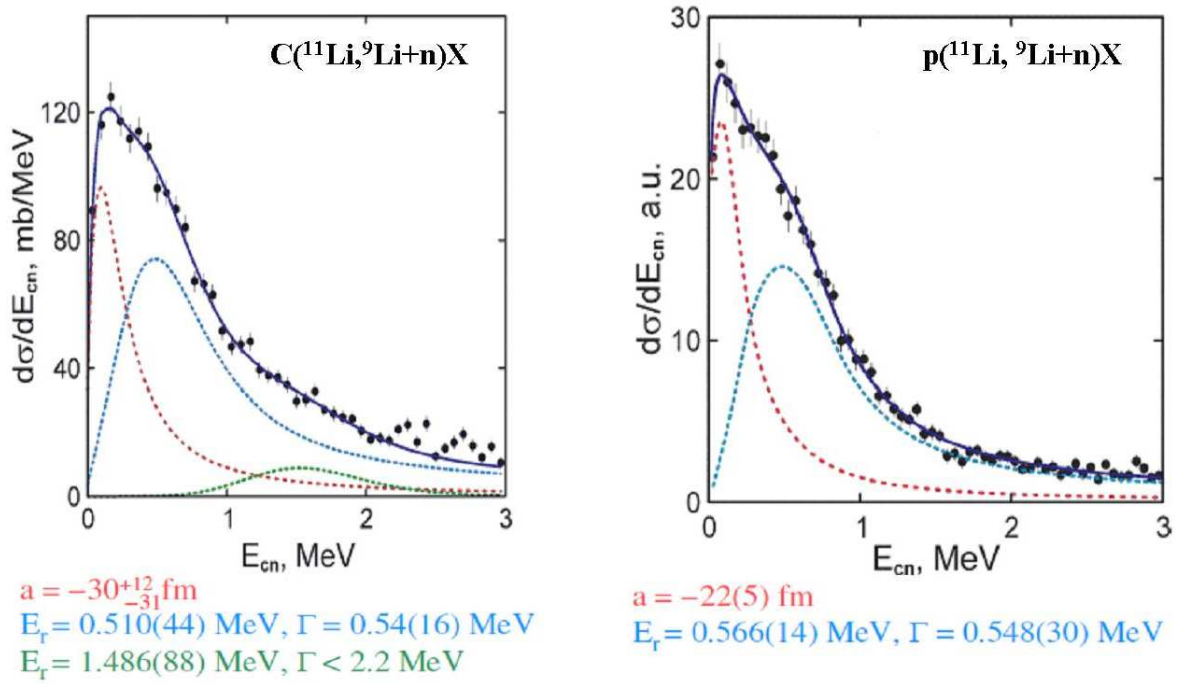


FIG. 1.16 – Spectre en énergie de décroissance du ^{10}Li provenant de la réaction $C(^{11}\text{Li}, ^9\text{Li}+n)X$ (à gauche) et $p(^{11}\text{Li}, ^9\text{Li}+n)X$ (à droite). À gauche, la courbe en trait plein est le résultat de l'ajustement aux données (points) d'un état s virtuel de longueur de diffusion $a_s = -30 \text{ fm}$ (tirets rouges), d'une résonance p à $E_r = 0,51 \text{ MeV}$ et $\Gamma = 0,54 \text{ MeV}$ (tirets bleus), et d'une résonance d à $E_r = 1,48 \text{ MeV}$ et $\Gamma < 2,2 \text{ MeV}$ (tirets verts) [Sim07]. À droite, la courbe en trait plein est le résultat de l'ajustement aux données (points) d'un état s virtuel de longueur de diffusion $a_s = -22 \text{ fm}$ (tirets rouges), et d'une résonance p à $E_r = 0,57 \text{ MeV}$ et $\Gamma = 0,55 \text{ MeV}$ (tirets bleus) [Aks08].

- par perte d'un ou deux protons du projectile radioactif. Ce type de réaction présente l'avantage de laisser inchangé le nombre de neutrons du projectile de sorte que la structure neutronique est préservée au premier ordre pendant la réaction, ce qui permet donc de sonder des états particuliers du noyau non lié selon le choix du projectile. De plus, le neutron détecté en coïncidence avec le fragment chargé ne peut provenir du groupe de nucléons retirés au projectile lors de la réaction, ce qui supprime une source de bruit de fond (figures 1.17 et 1.18, et paragraphe 3.7.1).

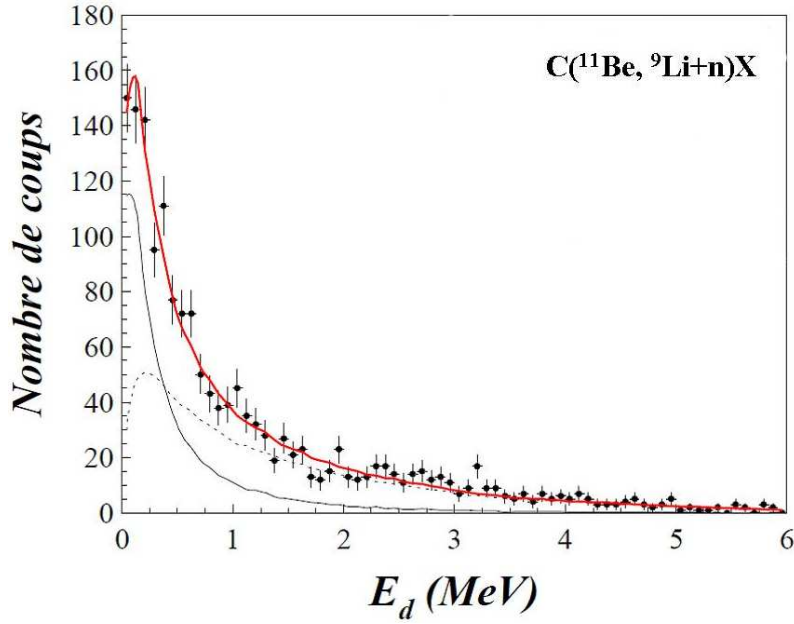


FIG. 1.17 – Spectre en énergie de décroissance du ^{10}Li provenant de la réaction $\text{C}(^{11}\text{Be}, ^9\text{Li}+n)\text{X}$. La courbe en trait épais est le résultat de l'ajustement aux données (points) de la contribution d'un état s virtuel de longueur de diffusion $a_s = -14$ fm et d'un fond combinatoire (trait discontinu mince) [AF07].

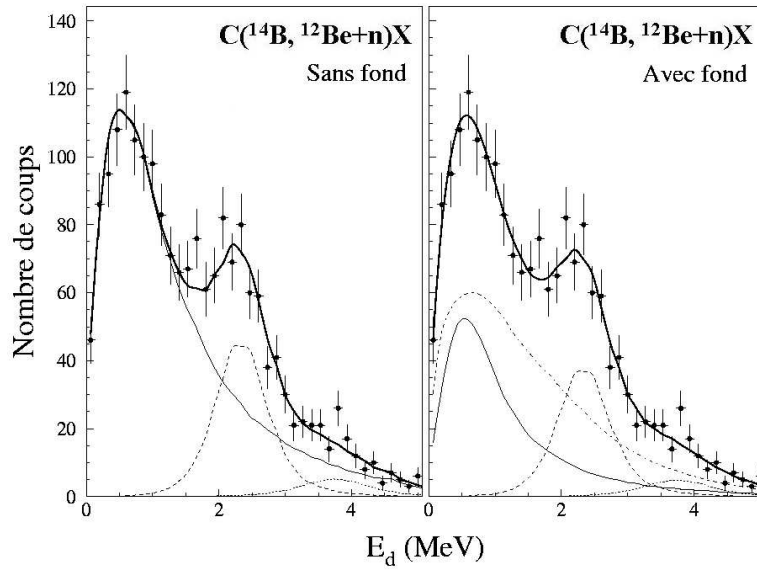


FIG. 1.18 – Spectre en énergie de décroissance du ^{13}Be provenant de la réaction $\text{C}(^{14}\text{B}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$ donné par un état s résonant d'énergie $E_r = 0,8$ MeV et de largeur $\Gamma = 2$ MeV (sans fond, à gauche) ou $E_r = 0,7$ MeV et $\Gamma = 1,3$ MeV (avec fond, à droite). La courbe en trait épais montre l'ajustement aux données (points) de l'état s résonant (trait continu mince), d'une résonance d à $E_r = 2,5$ MeV et $\Gamma = 390$ keV (tirets), d'une seconde résonance à $E_r = 4,2$ MeV et $\Gamma = 390$ keV (points) et sur le spectre de droite d'un fond combinatoire (tiret-point) [Lec02].

- par perte d'un ou plusieurs protons suivie de l'émission de neutrons. Pour ce type de réaction, le nombre de neutron dans la voie de sortie sera plus ou moins grand, selon le système étudié, ce qui aura pour effet d'engendrer un fond de contribution plus ou moins importante. Ces réactions ont l'avantage de peupler, à priori, des états du système non lié avec des configurations différentes de celles accessibles par la réaction de cassure par perte de protons du projectile. Cette réaction a été utilisée, par exemple, par Al Falou dans son étude de $l'^7\text{He}$ [AF07] (figure 1.19).

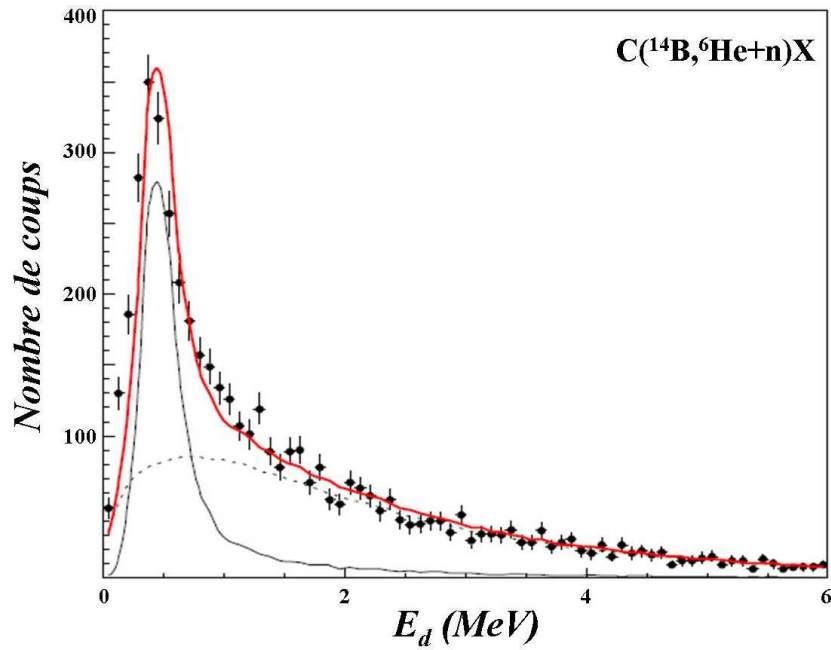


FIG. 1.19 – Spectre en énergie de décroissance de $l'^7\text{He}$ provenant de la réaction $C(^{14}\text{B}, ^6\text{He}+n)X$. La courbe en trait épais est le résultat de l'ajustement aux données (points) de l'état fondamental $E_r = 0,44 \text{ MeV}$ et $\Gamma = 0,16 \text{ MeV}$ (trait continu mince), de l'état excité (contribution nulle) et d'un fond non corrélé (trait pointillé) [AF07].

Notre travail s'intéresse au peuplement des systèmes non liés ^{10}Li , ^{12}Li et ^{13}Be (^7He noyau référent) via la cassure par perte d'un ou plusieurs protons suivie de l'émission séquentielle de neutrons. Ces études nous permettront de comparer, tout en leurs étant complémentaires, nos résultats à ceux utilisant des réactions de cassure par perte de protons [AF07, Lec02] ou de neutrons [Sim07, Aks08] uniquement.

Résumé

Dans ce premier chapitre consacré aux généralités sur les systèmes non liés, nous avons décrit et présenté leur structure et le type de réaction utilisé pour les sonder, ainsi que les motivations qui poussent à poursuivre de telles études et en particulier celles qui touchent aux noyaux non liés qui nous intéressent : ^{10}Li , ^{12}Li et ^{13}Be . Nous avons également présenté notre noyau référent, l' ^7He , dont la structure à basse énergie déjà bien connue fait de lui un très bon «test» pour notre analyse.

Le but de notre étude réside donc pour le ^{10}Li dans la confirmation ou l'infirmité de l'inversion des niveaux $1p_{1/2}$ et $2s_{1/2}$ de la chaîne isotonique $N=7$, ainsi que dans la volonté d'améliorer la précision des caractéristiques de l'état fondamental et du premier état excité (a_s , $E_r[\ell_n=1]$), et dans la recherche des autres états excités ($\nu p_{1/2}$, $\nu d_{5/2}$). Cette étude sera complémentaire à celles déjà réalisées par GSI ou Al Falou, utilisant des réactions par perte d'un neutron à partir du noyau à halo de deux neutron, ^{11}Li , (figure 1.16, [Sim07, Aks08]) ou par perte d'un proton (figure 1.17, [AF07]).

Le ^{12}Li quant à lui aura pour axe d'étude l'accréditation, dans le cas échéant, de l'état fondamental s virtuel observé à basse énergie par GSI [Aks08], ce qui pourrait signer l'inversion des niveaux déjà observée pour certains isotones de la chaîne $N=9$, et la recherche des états excités de ce noyau très peu connu.

Enfin, pour le ^{13}Be , nous tenterons, comme c'est le cas pour le ^{10}Li , d'établir, si elle existe, l'inversion dans la couche sd des niveaux $1d_{5/2}$ et $2s_{1/2}$. La modélisation du noyau à halo borroméen ^{14}Be étant impossible sans la connaissance de l'interaction $^{12}\text{Be}-n$, nous essayerons de tenter de clarifier la situation confuse de l'état fondamental p , s résonant ou virtuel. Le peuplement des niveaux du ^{13}Be sera analysé via une réaction de cassure par perte d'un proton suivie d'une émission séquentielle de neutrons.

Il s'agit maintenant de présenter l'aspect expérimental de l'étude des systèmes non liés, avec une description complète du dispositif utilisé et des procédures de calibrations qui nous permettront d'obtenir des grandeurs physiques qui nous seront utiles pour tenter de comprendre les corrélations énergétiques et les résonances entre les différents corps composant ces noyaux.

Chapitre 2

Approche expérimentale

Cette partie sera consacrée à la description de l'expérience E383 [Orr05] utilisant un faisceau de ^{15}B à 35 MeV/nucléon et réalisée en avril 2006 au GANIL. Nous y décrirons la production du faisceau de ^{15}B , les différents détecteurs utilisés et leurs étalonnages, ainsi que l'identification des fragments et des neutrons issus de la cassure de ^{15}B .

2.1 Description générale

Notre étude porte sur des systèmes coeur+ n (^{10}Li , ^{12}Li , ^{13}Be et ^7He noyau de référence), obtenus par fragmentation à haute énergie d'un faisceau de ^{15}B en cinématique inverse. Les noyaux non liés apparaissent à la suite de la perte d'un ou plusieurs protons et l'émission séquentielle d'un ou plusieurs neutrons par le projectile. Les différentes voies de réaction étudiées dans cette thèse sont les suivantes :

$$^{15}\text{B} + \text{C} \rightarrow \begin{cases} ({}^6\text{He} + n) + \text{X} \\ ({}^9\text{Li} + n) + \text{X} \\ ({}^{11}\text{Li} + n) + \text{X} \\ ({}^{12}\text{Be} + n) + \text{X} \end{cases}$$

Evidemment, les systèmes produits non liés ne peuvent être détectés en tant que tels, leur décroissance en neutron et fragment intervenant en quelques 10^{-21} s. Cependant la détection conjointe du fragment chargé et du neutron permet de reconstruire l'énergie du système avant décroissance. Cette énergie de décroissance E_d correspond à l'énergie dont dispose le système pour décroître, comparable à l'énergie relative entre les différents produits de la cassure. C'est la grandeur caractéristique du système non lié, par laquelle nous allons chercher des informations sur la structure des noyaux.

Notre but étant de remonter aux grandeurs cinématiques de chaque événement, concernant le noyau qui nous intéresse, il est nécessaire d'identifier et donc de détecter tous les produits de la réaction, ainsi que de mesurer leur énergie et leur direction d'émission, et ce pour le fragment chargé et le neutron. Il s'agit donc d'une étude en «cinématique complète». Concrètement, la réussite de ce type d'expérience nécessite dans un premier temps de produire le faisceau d'intérêt pour le faire interagir avec

une cible afin de produire nos noyaux d'étude, et de connaître la composition du faisceau et ses caractéristiques cinématiques.

2.2 Production du faisceau de ^{15}B

Le faisceau de ^{15}B nécessaire à l'étude des systèmes non liés énoncés ci-dessus est β -instable et ne peut donc pas être produit directement. Il résulte en fait de la fragmentation d'un faisceau primaire stable d' ^{18}O sur une cible. Ce faisceau primaire est produit dans les sources ECR (**E**lectron **C**yclotron **R**esonance) du GANIL, puis accéléré dans un cyclotron compact (C0) pour être injecté dans le premier cyclotron à secteurs séparés CSS1. Il traverse une feuille de carbone très mince d'épluchage qui augmente la charge électrique des ions, ce qui permet une seconde accélération dans le cyclotron CSS2 jusqu'à une énergie de 55 MeV par nucléon et une intensité de $\sim 3,3 \mu\text{A}$ (schéma 2.1).

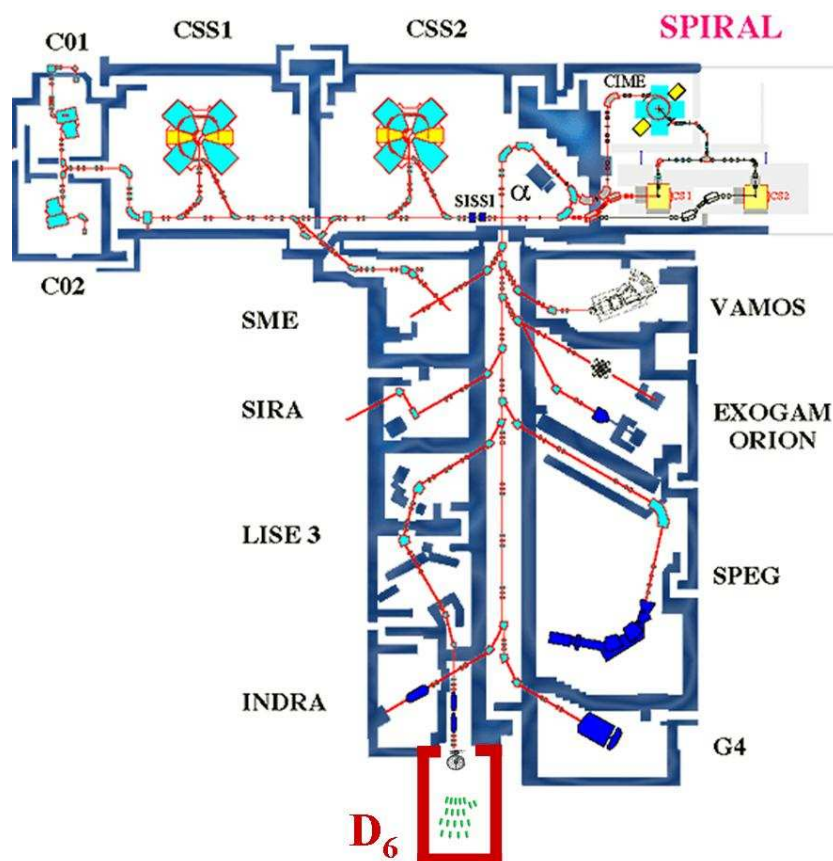


FIG. 2.1 – Schéma des aires expérimentales du GANIL. La salle D6 héberge le dispositif expérimental pour notre expérience.

En sortie le faisceau est analysé à l'aide du spectromètre de masse α et conduit jusqu'à la cible mince de production (béryllium). Les faisceaux secondaires sont alors obtenus par fragmentation du faisceau primaire sur cette cible mince en utilisant la

méthode de séparation en vol. De cette collision naît une multitude de noyaux chargés avec des vitesses proches de celle du projectile. A ce stade le faisceau secondaire se compose donc du noyau d'intérêt (^{15}B) ainsi que d'un cocktail de noyaux plus ou moins exotiques qu'il va nous falloir éliminer ; c'est le rôle du spectromètre doublement achromatique LISE (Ligne d'Ions Super Épluchés).

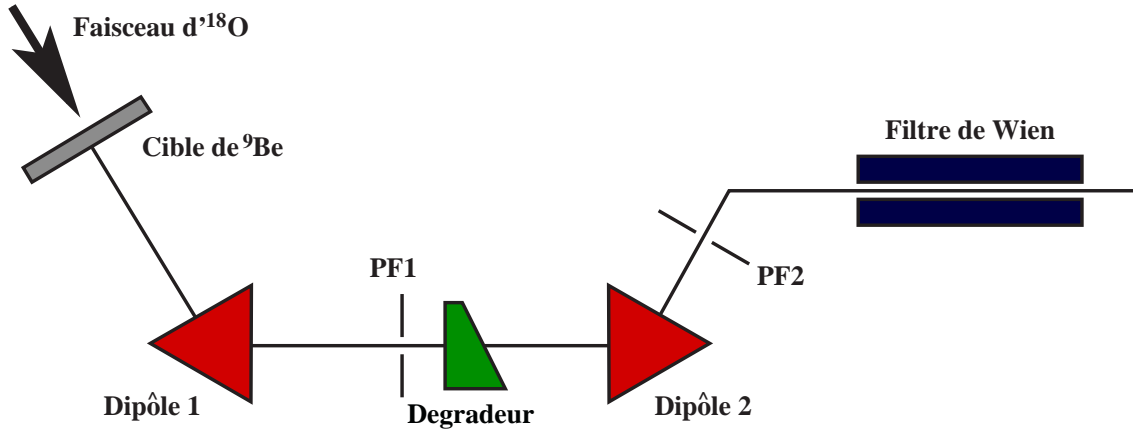


FIG. 2.2 – Vue schématique du spectromètre LISE au GANIL.

Ce dernier est capable d'isoler le noyau d'intérêt pour constituer le faisceau secondaire grâce à deux dipôles magnétiques, un dégradeur achromatique et un filtre de Wien (schéma 2.2). Une première sélection est réalisée par le premier dipôle qui permet une déviation des ions suivant leur charge électrique Q , leur vitesse v et leur masse M . La déviation du faisceau est mesurée à l'aide de la rigidité magnétique ($B\rho$ avec ρ le rayon de courbure de la trajectoire de l'ion et B le champ magnétique du dipôle) définie par l'équation :

$$B\rho = \frac{M \times v}{Q} \quad (2.1)$$

Il est alors possible par un jeu de fentes mobiles au niveau du plan focal PF1 de sélectionner les noyaux d'intérêts qui vont ensuite traverser le dégradeur achromatique qui isole les noyaux en fonction de la quantité d'énergie perdue (proportionnelle au rapport A^3/Q^2) [Ann87]. Cette différence de perte d'énergie suivant les espèces d'ions va induire un rayon de courbure différent pour chacune dans le second dipôle et donc un point de focalisation spatialement différent dans le plan PF2. Un jeu de fentes mobiles permet alors de sélectionner l'espèce d'ions voulue.

Il est alors également possible de poursuivre la purification du faisceau secondaire en utilisant le filtre de Wien, où règnent des champs électriques et magnétiques croisés, ne laissant passer que les fragments d'une certaine vitesse choisie ($v = E/B$). Dans notre cas l'utilisation du filtre ne s'est pas avérée nécessaire, les deux premières sélections permettant d'obtenir un faisceau secondaire suffisamment pur pour la calibration. La figure 2.3 représente la matrice d'identification du faisceau secondaire de l'expérience E383 au plan focal PF2 de Lise, on peut remarquer que le ^{15}B cor-

respond à 95% du faisceau secondaire.

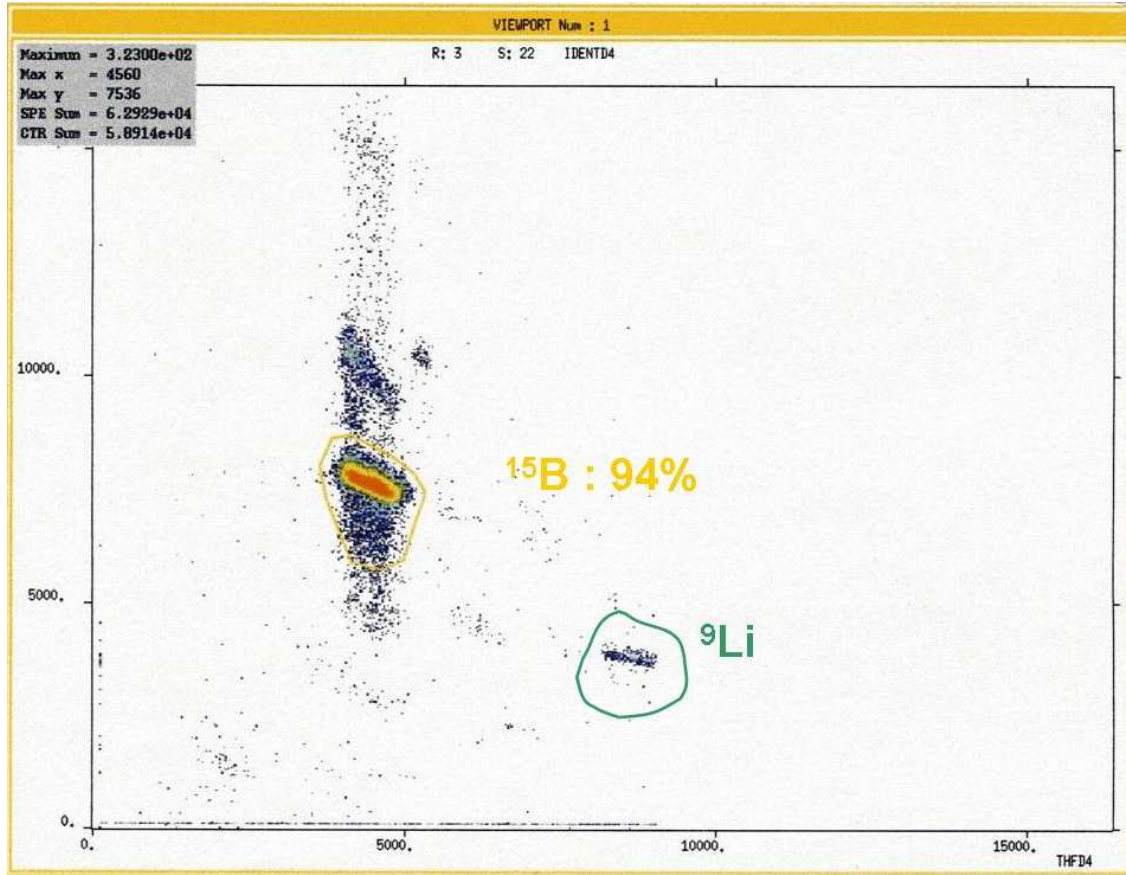


FIG. 2.3 – Matrice d'identification du faisceau secondaire de l'expérience E383 au plan focal PF2 de Lise. Elle représente la perte d'énergie du faisceau dans une diode silicium placée en PF2 en fonction du temps de vol des noyaux. La tache dans le contour jaune est le ^{15}B , qui représente 94% du faisceau secondaire, et celle cerclée en vert correspond au contaminant ^9Li . La diode silicium permet uniquement de vérifier les réglages du spectromètre, elle est ensuite retirée de la ligne.

L'énergie des faisceaux secondaires est calculée à partir de la rigidité magnétique du second dipôle magnétique de LISE :

$$B\rho_2 = \frac{\gamma m v}{Ze} \quad (2.2)$$

où e est la charge électrique élémentaire, m la masse, Z la charge et v la vitesse du noyau, et $\gamma = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}$.

L'énergie cinétique s'écrit alors :

$$T = \sqrt{(ZeB\rho_2)^2 c^2 + m^2 c^4} - mc^2 \quad (2.3)$$

2.3 Schéma d'ensemble du dispositif expérimental

Notre étude porte sur les systèmes cœur + neutron obtenus par fragmentation en cinématique inverse. Dans le but de remonter aux paramètres de réaction concernant le noyau d'intérêt, il est indispensable de connaître et donc de mesurer les moments du fragment et du neutron en coïncidence dans le but de remonter à l'énergie du noyau non lié. Il s'agit de reconstruire la cinématique complète de la réaction de cassure. La figure 2.4 présente une vue d'ensemble du dispositif expérimental.

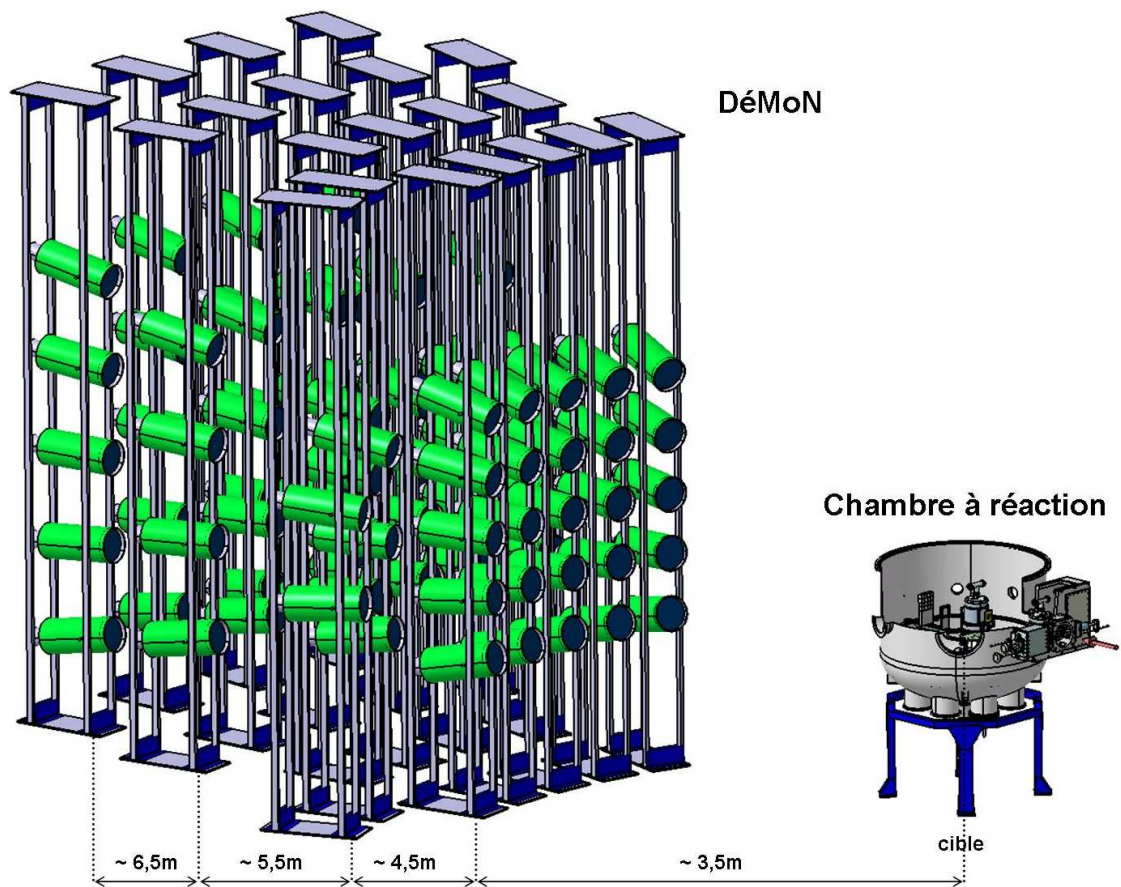


FIG. 2.4 – Schéma du dispositif expérimental (Service mécanique du LPC).

Il est composé d'un ensemble de caractérisation cinématique de faisceau, constitué d'un Trifoil et de deux chambres à dérive (CàD₁ et CàD₂). Le Trifoil est le premier élément de notre dispositif expérimental, il est placé sur la ligne de faisceau secondaire en amont de la chambre à réaction. Il est constitué d'une mince feuille de plastique scintillant de 4x4 cm² et 100 μ m d'épaisseur, sensible aux particules chargées et ayant un temps de réponse rapide, prise entre deux cadres en plexiglas qui servent de guide optique pour conduire la lumière vers trois photomultiplicateurs, qui valideront l'événement s'il y a un signal en coïncidence entre eux trois. Ce détecteur a pour but de déclencher l'acquisition («START»), ainsi que de servir de référence en temps pour le temps de vol des neutrons et des chambres à dérive.

Ensuite, nous trouvons la première chambre à dérive ($CàD_1$) qui est elle aussi placée avant la chambre à réaction. Cette dernière est une cuve en aluminium d'environ 1 m de diamètre mise sous vide, équipée de supports pouvant accueillir la seconde chambre à dérive ($CàD_2$), la cible secondaire montée sur le porte cible et le dispositif de détection des particules chargées dans cet ordre (schéma 2.5).

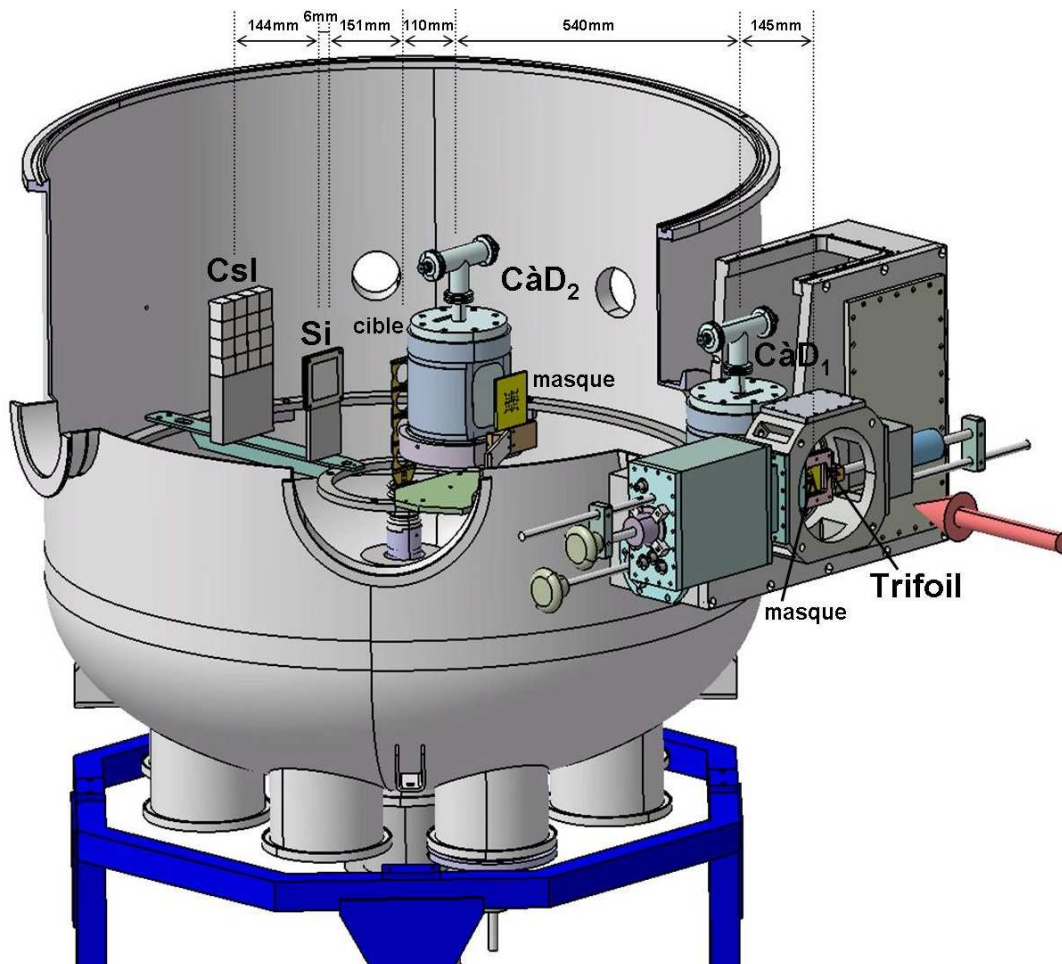


FIG. 2.5 – Schéma du dispositif expérimental à l'intérieur de la chambre à réaction (Service mécanique du LPC).

Pour notre expérience une cible secondaire de carbone de 163 mg/cm^2 a été utilisée. Cette épaisseur a été mesurée indirectement grâce à la différence entre l'énergie totale mesurée d'un isotope du faisceau avec et sans cible (la somme de la perte d'énergie dans les silicium et l'énergie résiduelle dans le CsI, voir paragraphe 2.6). Les particules chargées sont détectées par un télescope Si-CsI (CHARISSA). En aval de la chambre à réaction, est placé le dispositif de détection des neutrons (DéMoN) de l'ordre de 3 m (en X) sur 2 m (en Y) disposé suivant 4 murs, le premier étant placé à environ 3,5 m de la cible et le quatrième à 6,5 m. Tous les détecteurs sont placés vers l'avant car la vitesse des fragments chargés et neutrons est de l'ordre de celle du faisceau, d'où la focalisation des particules vers l'avant (paragraphe 1.4).

2.4 Electronique et système d'acquisition

L'électronique des chambres à dérive et de CHARISSA est au standard CAMAC avec une détection dite «synchrone» [Pai04] ; l'événement ne sera codé qu'après validation par le trigger général (Trifoil). Le signal, après passage dans un préamplificateur (CHARISSA uniquement) et dans un amplificateur, va être codé par un TDC (Time to Digital Converter) qui fournit une amplitude proportionnelle au temps entre deux signaux («START» et «STOP») pour les chambres à dérive et pour CHARISSA, l'énergie est codée par un ADC (Analogue to Digital Converter).

L'électronique de DéMoN [Bou05], quant à elle, est au standard VXI (VME eXtension for Instrumentation). Le signal à la sortie des photomultiplicateurs de chaque module va donner trois informations : la charge totale (Q_{tot}), la charge lente (Q_{slow}) et le temps de vol de la particule détectée. Chaque module dispose de sa propre voie d'électronique. Pour chaque événement, un signal est envoyé dans un «Discriminateur à Fraction Constante» (DFC) qui va, suivant le réglage du seuil fixé avant l'expérience, l'accepter ou le refuser. Si l'impulsion est acceptée, le DFC va alors générer deux portes logiques : une pour le Convertisseur Charge Tension (CCT) qui va collecter la charge totale et la charge lente du signal et une pour le Time to Amplitude Converter (TAC) qui va coder la durée séparant le «START» donné par le signal émis par le module touché et le «STOP» fourni par le trigger qui est un «ET» logique entre le Trifoil et DéMoN ($\text{Trifoil} \otimes \text{DéMoN}$). Cette voie d'acquisition est dite «asynchrone», le signal sera traité quoiqu'il arrive mais sera enregistré uniquement en cas de validation par le trigger. Dans le cas contraire, ou après enregistrement, les compteurs sont remis à zéro et l'acquisition d'un nouvel événement pourra avoir lieu.

L'événement complet (signaux CAMAC et VXI) est récolté par le châssis VME qui regroupe la partie informatique de l'acquisition. Cet événement va ensuite être enregistré sur bandes magnétiques de type «DLT». Toutes les données relatives à l'expérience vont ensuite être relues à l'aide d'un programme codé en FORTRAN et converties en ntuples de la librairie HBOOK, lisibles par le logiciel de visualisation PAW (développés par le CERN) [Bru89].

2.5 Caractérisation du faisceau : les Chambres à Dérive (CàD)

2.5.1 Description

La caractérisation du faisceau incident est assurée par deux chambres à dérive (CàD₁ et CàD₂) placées en amont de la cible (respectivement 650 mm et 110 mm) afin d'assurer la mesure de l'impact du faisceau sur la cible et son angle d'incidence. Chaque chambre est constituée de quatre modules identiques montés suivant quatre orientations différentes : deux donnant la position en X et deux autres la position en Y, afin de permettre la reconstruction du point de passage des ions (schéma 2.6). Ce

dispositif est donc redondant sur l'information en X et en Y, permettant d'accentuer l'efficacité et de s'affranchir d'un dysfonctionnement de l'un des modules.

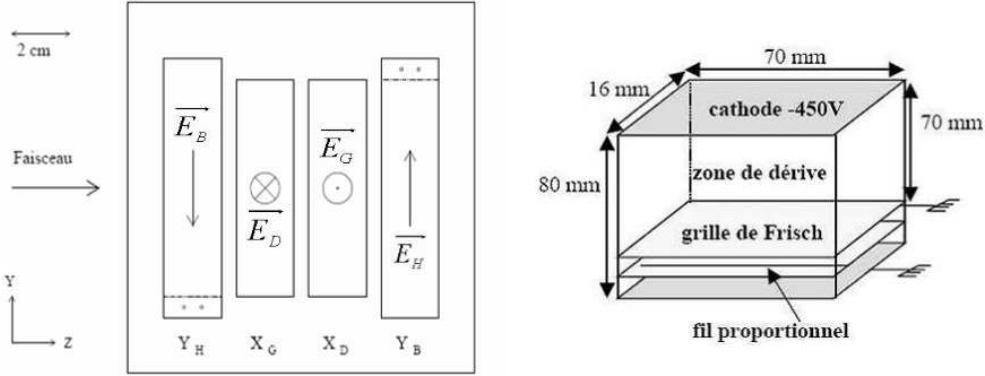


FIG. 2.6 – A gauche, disposition des quatre modules d'une chambre à dérive dont le champs appliqué pour chaque module est perpendiculaire au faisceau incident et dans une direction différente. A droite, structure d'une cellule de la chambre à dérive.

Dans ces modules remplis d'isobutane à une pression de 20 mbar, un champ électrique fait dériver les électrons, issus de l'ionisation du gaz, entre la cathode et la grille de Frisch [Mac98]. Ces électrons vont dériver à vitesse constante jusqu'au compteur proportionnel où ils seront multipliés par avalanche, puis récoltés sur l'anode. Le signal enregistré dans un codeur TDC (**T**ime to **D**igital **C**onverter) est donné par le temps entre le passage de l'ion dans le trifoil («START») et la collection sur le fil du compteur proportionnel («STOP»).

Ce temps correspond au temps de dérive des électrons, et par conséquent à la position de l'ion lors de son passage dans la chambre. Pour chaque module, on assignera à chaque amplitude de signal la distance entre le point de passage de l'ion et l'anode. La position en canaux du passage des ions est donnée en X par la différence des amplitudes des signaux des deux cellules ayant un champ de dérive horizontal (A_G et A_D), et de même pour Y avec le champ de dérive vertical (A_H et A_B). Ces coordonnées sont calculées à partir des deux équations données ci-dessous, pour lesquelles les k_{1i} et k_{0i} sont déterminés à partir des calibrations :

$$X_{CaD}(mm) = k_{1x} \times (A_G - A_D) + k_{0x} \quad (2.4)$$

et

$$Y_{CaD}(mm) = k_{1y} \times (A_H - A_B) + k_{0y} \quad (2.5)$$

2.5.2 Calibration en position

La calibration en position des chambres à dérive a été réalisée en plaçant alternativement devant chaque chambre un masque (référence en position) en cuivre de 5 mm d'épaisseur capable d'arrêter le faisceau, et percé d'un réseau asymétrique de

trous dont l'espacement et le diamètre sont connus (figure 2.7).

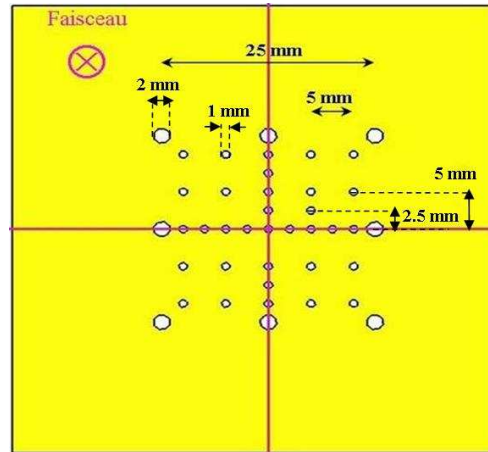


FIG. 2.7 – *Détail du masque utilisé pour la calibration des CàD, dont le diamètre et l'espacement régulier des trous sont indiqués. Le trou central est aligné avec l'axe optique du faisceau (Service mécanique du LPC).*

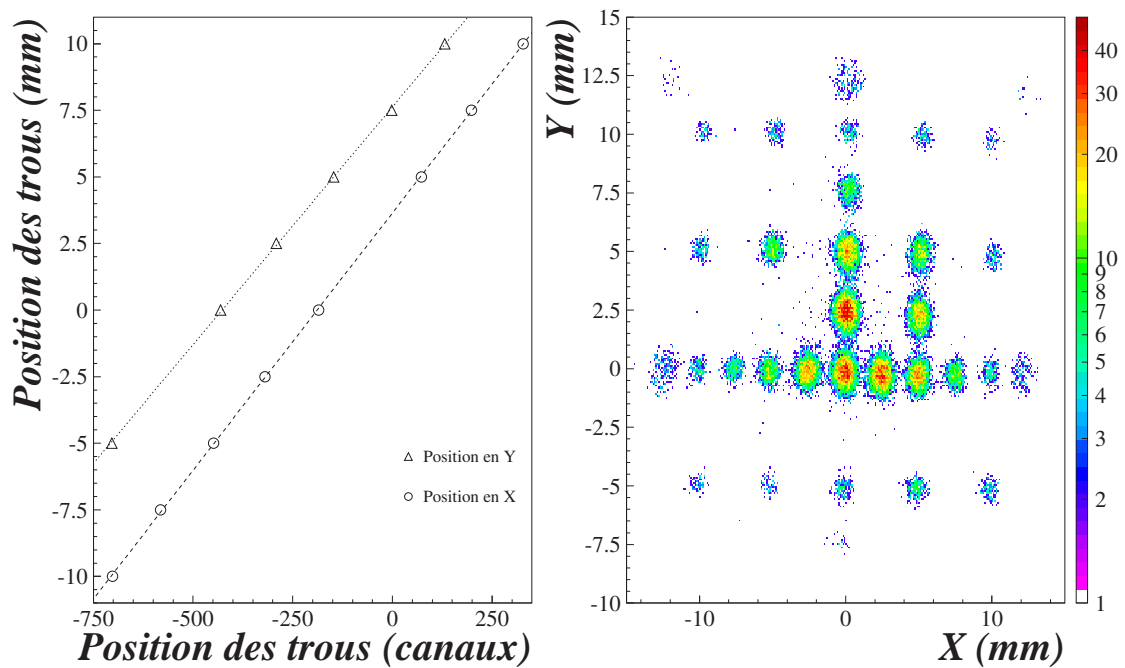


FIG. 2.8 – *A gauche, droites de calibration des positions X et Y pour la CàD₂. A droite, image du masque donnée par cette même CàD calibrée (en mm).*

Ce masque est éclairé par le faisceau défocalisé, et son image va se projeter sur la chambre à dérivation. Il est ensuite aisé d'assigner à chaque tache sur la chambre à dérivation (en canaux), les positions X et Y réelles sur le masque (en mm). Les courbes

obtenues sont bien linéaires et donnent les valeurs des différents coefficients k_0 et k_1 (figure 2.8). La résolution (FWHM) en position est estimée à 1,5 mm.

2.5.3 Profil du faisceau incident

A partir de la mesure de la position sur les CàD, nous pouvons calculer les angles polaires θ_{inc} et ϕ_{inc} et déterminer l'impact des noyaux incidents sur la cible (X_{cible} et Y_{cible}), événement par événement (paragraphe 3.1) :

$$\theta_{inc} = \arccos \left(\frac{d_1}{\sqrt{(X_{CaD_2} - X_{CaD_1})^2 + (Y_{CaD_2} - Y_{CaD_1})^2 + d_1^2}} \right) \quad (2.6)$$

$$\phi_{inc} = \arctan \left(\frac{Y_{CaD_2} - Y_{CaD_1}}{X_{CaD_2} - X_{CaD_1}} \right) \quad (2.7)$$

où d_1 est la distance entre la CàD₁ et la CàD₂.

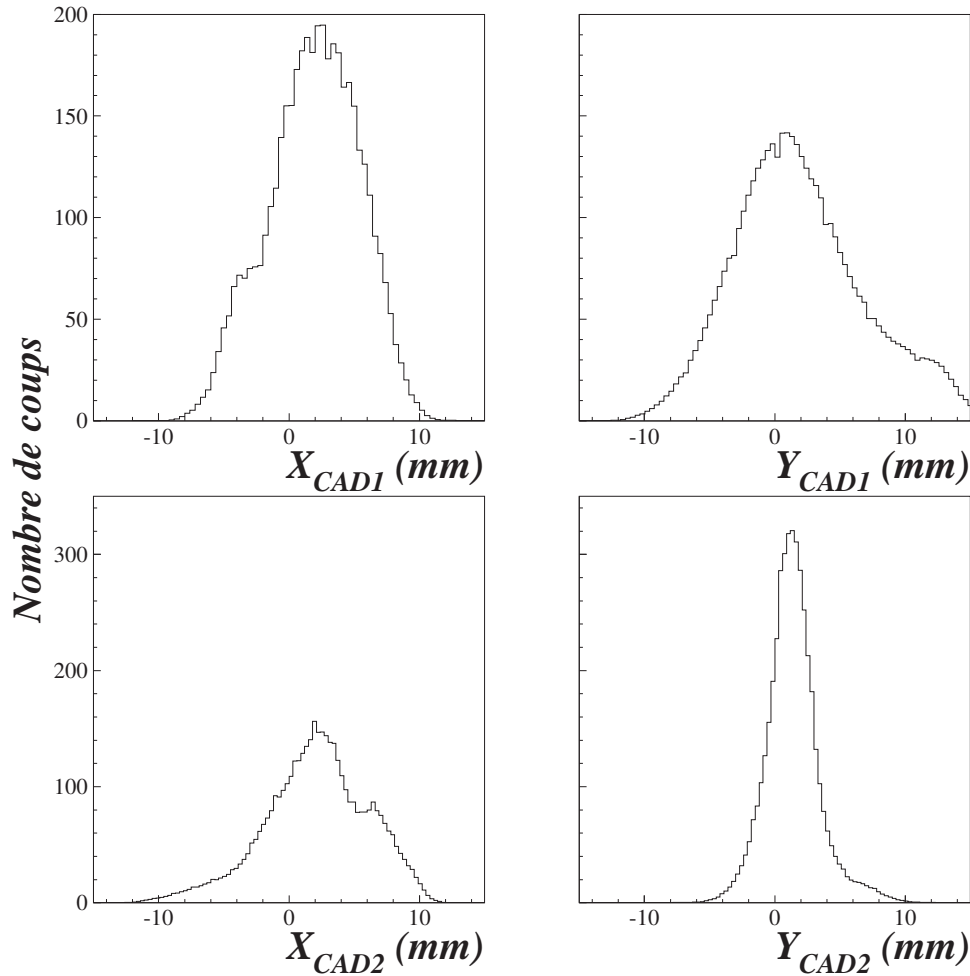


FIG. 2.9 – Profil du faisceau de ^{15}B sur les deux CàD.

La figure 2.9 représente le profil du faisceau du ^{15}B sur les deux chambres à dérives. L'expression 2.6 nous conduit à une distribution en ouverture angulaire d'une largeur à mi-hauteur de $0,5^\circ$ (figure 2.10) et compte tenu des résolutions en position des C&D, la résolution (FWHM) en angle polaire de l'ion d'incidence est d'environ $0,2^\circ$.

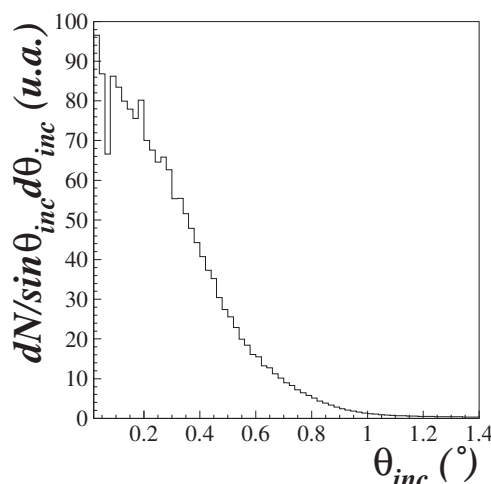


FIG. 2.10 – Ouverture angulaire du faisceau de ^{15}B .

2.6 Détection des fragments chargés : le télescope CHARISSA

Le télescope CHARISSA (**CH**ARged particle **I**nstrumentation for **S**olid **S**tate **A**rrays) que nous avons utilisé est un télescope à trois étages composé de deux détecteurs à pistes de silicium sensibles en position et d'un mur de 16 détecteurs à iodure de césium dopés au thallium CsI(Tl), chacun possédant une électronique propre. Il est placé, sous vide, dans une chambre à réaction.

La photographie 2.11 présente la disposition de ces éléments dans la chambre à réaction lors de l'expérience sur le ^{15}B . Ce télescope est fourni par la collaboration britannique CHARISSA (universités de Birmingham et Surrey). Il permet de déterminer l'énergie et la direction des fragments chargés issus de la collision.

2.6.1 Détecteurs silicium à pistes (Si)

2.6.1.1 Description

Les deux premiers étages du télescope sont des détecteurs de $50 \times 50 \text{ mm}^2$ composés de 16 pistes de silicium résistif de $500 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les deux détecteurs silicium sont orientés de manière à ce que les pistes résistives soient alignées horizontalement pour le premier et verticalement pour le second dans le but de réaliser une localisation en X et en Y (schéma 2.12).

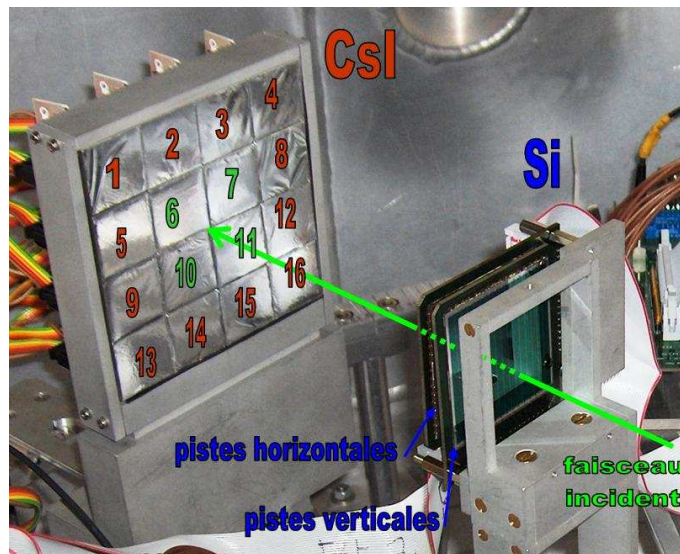


FIG. 2.11 – Photographie du détecteur CHARISSA, les deux détecteurs silicium sont visibles sur la droite, et le mur de CsI sur la gauche.

Lorsqu'un ion chargé traverse une des pistes il transmet son énergie cinétique aux électrons qui vont passer de la bande de valence du silicium à la bande de conduction du semi-conducteur et créer ainsi un courant électrique. Les signaux collectés à chaque extrémité sont inversement proportionnels à la distance entre le point d'impact de l'ion et l'extrémité de la piste touchée, permettant ainsi une localisation spatiale de la particule. L'énergie totale déposée ΔE dans le détecteur est donnée par la somme des signaux aux deux extrémités de la piste touchée.

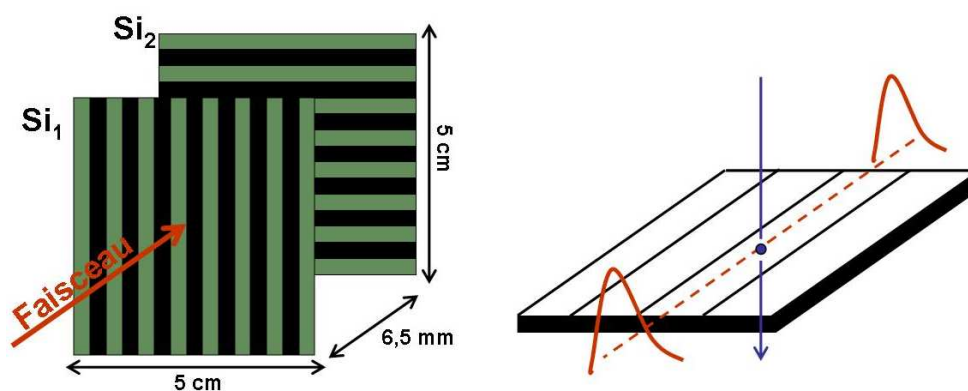


FIG. 2.12 – Représentation des deux détecteurs silicium à pistes résistives (d'après [Bou05]).

Les deux détecteurs silicium permettent la mesure de la perte d'énergie, mais aussi des positions verticale et horizontale du fragment lors de son passage données

par les équations :

$$X_{Si} = k_{1S_{ix}} \times \left(\frac{E_G - E_D}{E_G + E_D} \right) + k_{0S_{ix}} \quad (2.8)$$

et

$$Y_{Si} = k_{1S_{iy}} \times \left(\frac{E_H - E_B}{E_H + E_B} \right) + k_{0S_{iy}} \quad (2.9)$$

avec E_G et E_D les signaux recueillis aux deux extrémités pour les pistes horizontales, E_H et E_B les signaux haut et bas pour les pistes verticales, calibrés par l'étalonnage préliminaire, et $k_{1S_{ix}}$, $k_{0S_{ix}}$, $k_{1S_{iy}}$, $k_{0S_{iy}}$ les coefficients à déterminer à partir des calibrations en position.

2.6.1.2 Calibrations préliminaires

La mesure de l'énergie déposée dans les détecteurs silicium est assurée par un préamplificateur puis un amplificateur de mise en forme du signal. Le codage est ensuite réalisé par un ADC (**A**nalogue to **D**igital **C**onverter). Chaque extrémité de piste dispose d'une voie électronique indépendante, soit 32 voies pour le premier étage et autant pour le second.

La première étape consiste à uniformiser le signal des différentes voies pour une impulsion donnée et par conséquent d'assurer la linéarité en fonction de l'amplitude du signal.

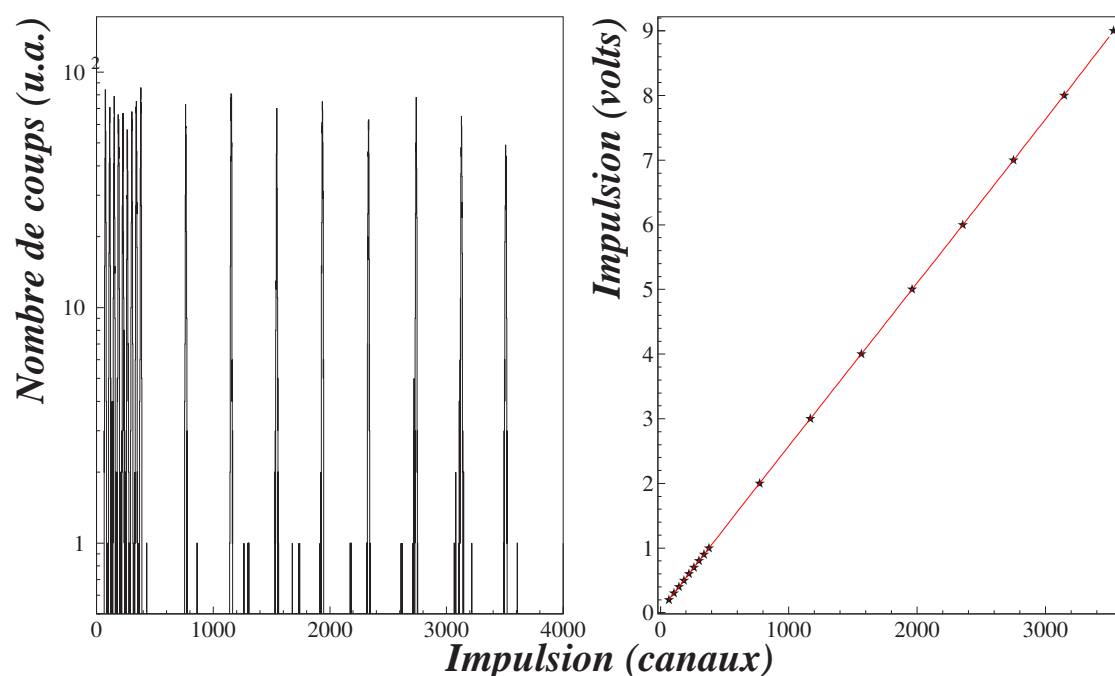


FIG. 2.13 – A gauche, réponse des codeurs ADC pour une extrémité de piste d'un détecteur silicium. A droite, courbe de correspondance entre les canaux (centroïdes des pics) et les hauteurs de l'impulsion en volts envoyée à l'entrée de chaque voie.

Pour cette calibration nous avons utilisé un générateur d'impulsions («pulser») d'amplitude variable que l'on a branché au préamplificateur de chaque extrémité de piste. Un voltage précis (de 0 à 1 V avec un pas de 0,1 puis de 1 à 9 V avec un pas de 1) est envoyé à l'entrée de chaque voie. Nous obtenons le spectre des signaux «pulser» figure 2.13 où chaque pic en canaux correspond à un voltage.

La correspondance entre les canaux et les hauteurs de l'impulsion en volts pour chaque extrémité de piste nous permet de normaliser le gain des préamplificateurs en utilisant un fit linéaire pour chaque ADC. Cette première étape de calibration nous permet donc d'aligner les réponses de chaque voie ainsi que de tester la linéarité des préamplificateurs, amplificateurs et ADC utilisés.

Le second point de calibration préliminaire consiste à harmoniser les réponses des deux extrémités d'une piste. C'est-à-dire que les particules chargées de même énergie doivent déposer la même quantité d'énergie dans la piste indépendamment de leur point d'impact.

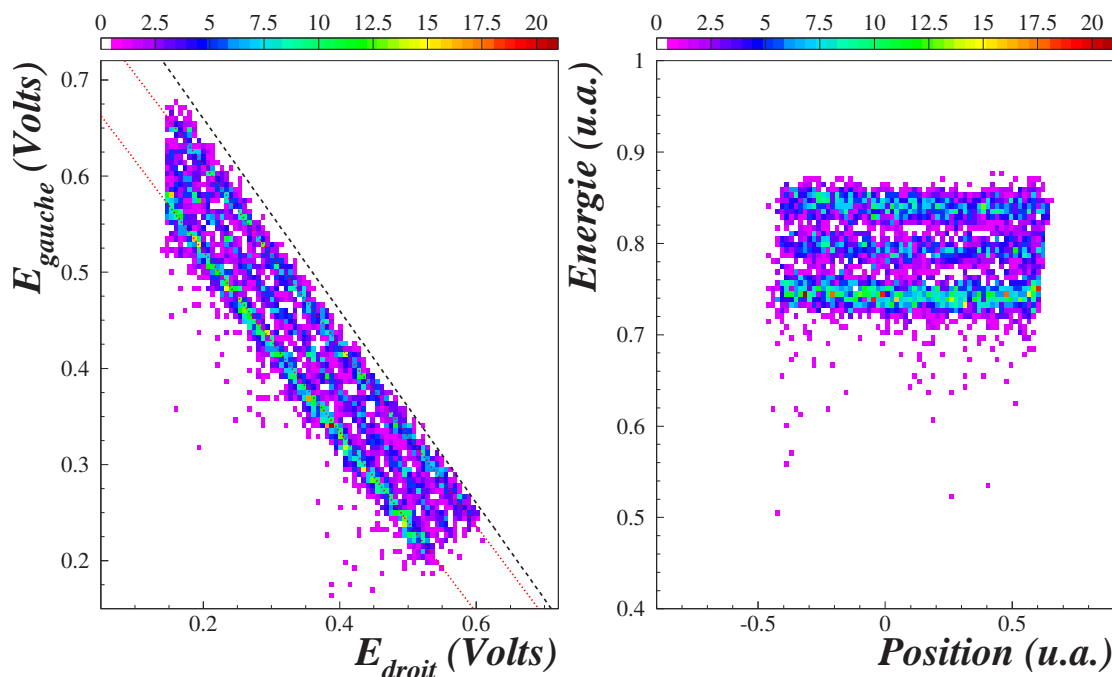


FIG. 2.14 – A gauche, lignes trois α pour une piste non calibrée, elles ne sont donc pas parallèles à la seconde bissectrice (en pointillés). A droite, la même piste calibrée (énergie déposée indépendante de la position d'interaction sur la piste).

Pour effectuer les corrections nécessaires, une source AMR33 (source trois α : ^{239}Pu , ^{241}Am et ^{244}Cm) dont les énergies respectives sont 5,157, 5,886 et 5,806 MeV, a été placée devant chaque détecteur silicium afin d'irradier l'ensemble des pistes. Ces particules α sont totalement arrêtées par le détecteur et y déposent toute leur énergie. La figure 2.14 représente l'énergie déposée dans une des extrémités d'une

piste en fonction de l'autre. Les trois lignes correspondent aux trois rayonnements α principaux. Comme nous l'avons déjà mentionné, quelque soit l'endroit où la particule chargée interagit avec la piste, la quantité totale d'énergie déposée sera constante, ce qui signifie que les trois droites doivent être parallèles à la seconde bissectrice. Si ce n'est pas le cas, nous devons corriger la pente de ces droites, pour chaque piste, en appliquant un coefficient sur une des extrémités de la piste non ajustée. Une fois corrigée la réponse d'une extrémité par rapport à l'autre, l'énergie déposée est indépendante du point d'interaction sur la piste (figure 2.14).

2.6.1.3 Calibration en position

La position de passage des ions à chaque extrémité de la piste touchée (équation 2.8 et 2.9) est fonction, comme nous l'avons déjà mentionné, des signaux E_G , E_D , E_H et E_B calibrés en volts et corrigés des coefficients de parallélisme. Il nous faut maintenant déterminer les coefficients $k_{1S_{ix}}$, $k_{0S_{ix}}$, $k_{1S_{iy}}$ et $k_{0S_{iy}}$. Dans ce but, nous avons construit, pour chaque piste, un spectre de l'énergie déposée en fonction de la position (figure 2.15).

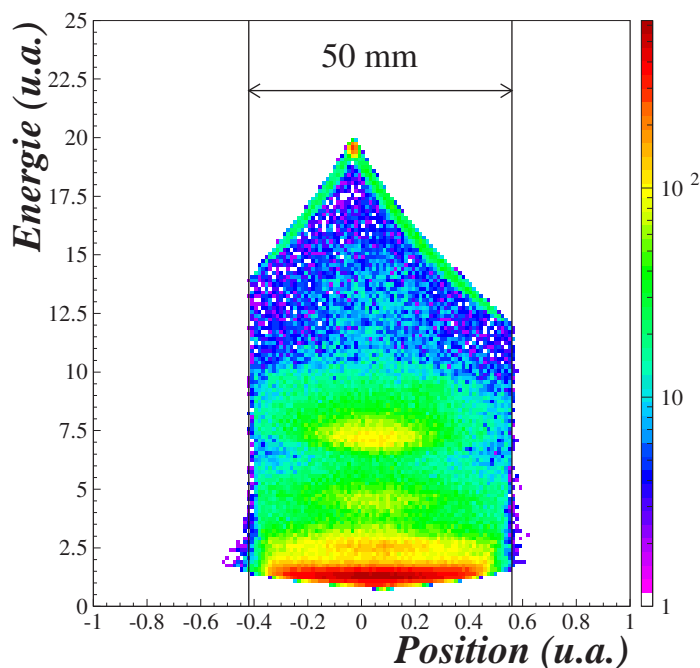


FIG. 2.15 – *Spectre en position pour une piste de silicium.*

Il est évident que la position calculée de la particule doit être indépendante de l'énergie déposée, ce qui se traduit sur le spectre par une verticalité délimitant la largeur de la piste. Il est parfois nécessaire d'apporter une correction afin d'imposer cette propriété. Connaissant la largeur de chaque piste (50 mm), il est possible de faire correspondre cette largeur réelle avec celle relevée sur le spectre et donc de déterminer les coefficients $k_{1S_{ix}}$ et $k_{1S_{iy}}$ pour toutes les pistes.

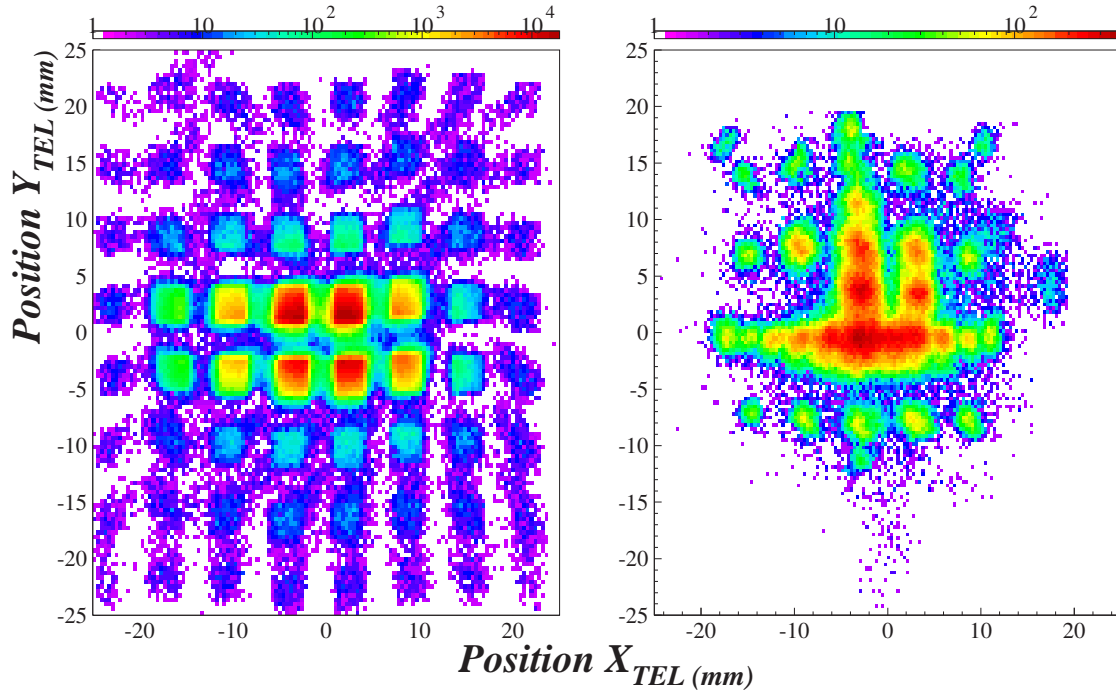


FIG. 2.16 – Image sur les détecteurs silicium après calibration en position, du masque de la C&D₂ (à droite) et des pistes paires croisées (à gauche).

Les coefficients $k_{0Si x}$ et $k_{0Si y}$ sont quant à eux approximés en centrant les pistes sur zéro, puis affinés en ajustant au mieux l'alignement des pistes les unes par rapport aux autres, ainsi que la linéarité de chacune d'entre elles. La dernière étape consiste à projeter l'image des pistes paires croisées et du masque placé devant la C&D₂ sur les silicium afin de s'assurer de la bonne calibration en position des pistes et de procéder à un nouvel ajustement plus précis des $k_{0Si x}$ et $k_{0Si y}$ des pistes (figure 2.16). La résolution (FWHM) en position des détecteurs silicium est de l'ordre de 1 mm.

2.6.1.4 Calibration en énergie

L'énergie déposée ΔE_{Si} par une particule chargée est donnée par la somme des signaux aux deux extrémités d'une piste ($\Delta E_{Si1} = E_G + E_D$ et $\Delta E_{Si2} = E_H + E_B$). Pour calibrer chaque piste, nous avons utilisé un faisceau cocktail d'ions (He, Li, Be, B, C) pour lesquels l'énergie est calculée à partir de la rigidité magnétique de LISE et sans cible. Six rigidités magnétiques ont été utilisées (2,501, 2,401, 2,849, 2,948, 3,047, 3,199 Tm). Pour chacune d'entre elles, nous représentons la matrice des pertes d'énergie dans les Si en fonction de l'énergie déposée dans les CsI (figure 2.17).

Ceci nous permet de posséder un grand nombre de points de calibration que l'on obtient en identifiant les ions sur le spectre bidimensionnel 2.17 et en y relevant le signal en canaux associé.

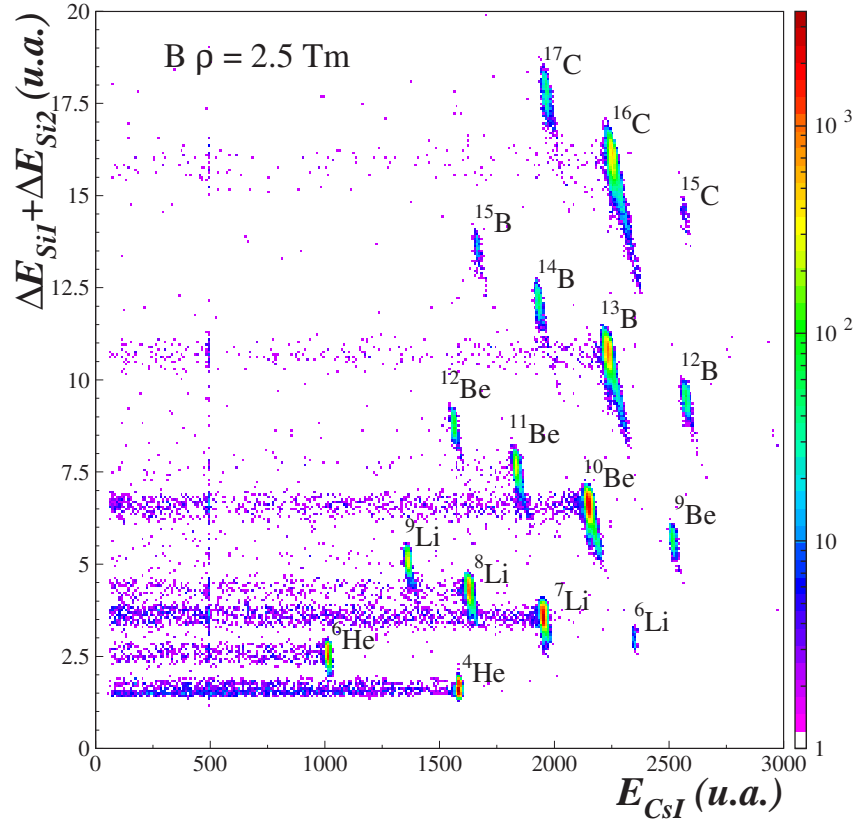


FIG. 2.17 – Matrice de perte d'énergie dans les détecteurs silicium en fonction de l'énergie déposée dans les cristaux de CsI pour une rigidité magnétique de 2,5 Tm.

Grâce au programme de simulation Lise (Lise++) [Baz05], nous avons calculé l'énergie perdue dans les détecteurs silicium et déposée dans les cristaux de CsI pour chaque ion contenu dans notre faisceau cocktail et pour toutes les rigidités magnétiques. Il est ensuite possible de faire la correspondance entre les valeurs recueillies en canaux et les valeurs théoriques en MeV données par Lise++. Nous reconstruisons ensuite le spectre de perte d'énergie dans les détecteurs Si en fonction des valeurs relevées sur chaque piste (figure 2.18). Un ajustement linéaire nous permet d'obtenir les coefficients de calibration en énergie, a et b , pour chaque piste :

$$\Delta E_{Si}(\text{MeV}) = a \cdot \Delta E_{Si}(\text{Canaux}) + b \quad (2.10)$$

2.6.2 Cristaux à Iodure de Césium (CsI)

2.6.2.1 Description

Le troisième étage du télescope est un mur de 4×4 cristaux d'iodure de césium dopés au thallium (CsI(Tl)) de 2,5 cm d'épaisseur et dont la face d'entrée de chacun des 16 CsI mesure $2,5 \times 2,5 \text{ cm}^2$. Cette épaisseur a été optimisée pour permettre d'arrêter le fragment sans pour autant trop absorber les neutrons.

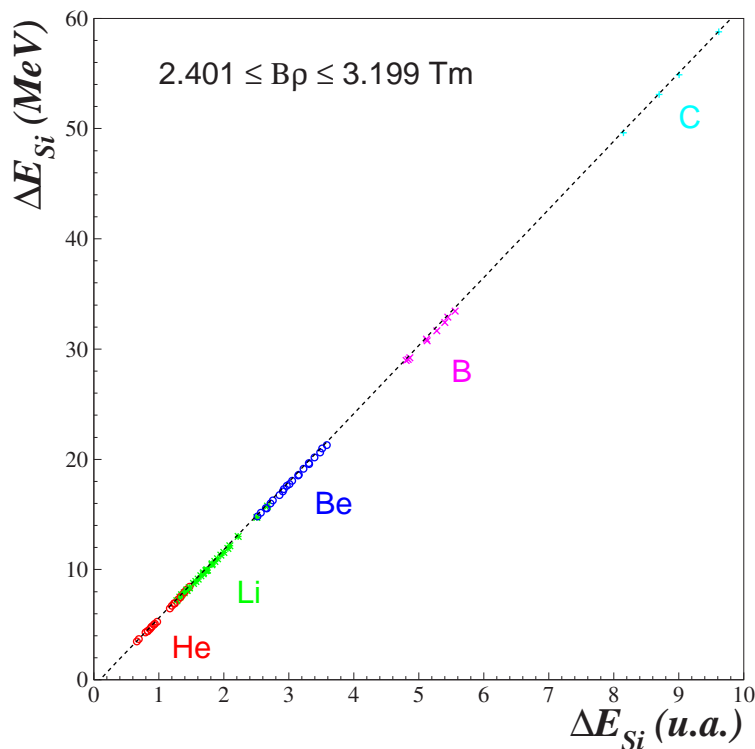


FIG. 2.18 – Courbe de calibration en énergie pour une piste silicium construite à partir des différents ions présents sur la figure 2.17 et différentes rigidités magnétiques.

Chaque cristal possède sa propre électronique. Lorsqu'un ion chargé pénètre dans le cristal, il crée une excitation dans le scintillateur, ce qui permet d'extraire un électron de la bande de valence et de laisser un trou positif dans cette même bande de valence. Electrons et trous se déplacent librement dans le réseau cristallin et transitent de la bande de valence vers les niveaux d'énergie de l'activateur, qui va se désexciter en émettant des photons de scintillation [Leo87]. Une photodiode placée à l'arrière de chaque détecteur CsI assure la conversion de la lumière en un signal électrique. Plus l'énergie de la particule incidente sera élevée et plus la quantité de photons sera grande. La réponse lumineuse n'est pas linéaire à basse énergie [Hor92] et dépend directement de la nature de l'ion mis en jeu [Par02]. Ceci nécessitera une calibration en énergie pour chaque isotope.

2.6.2.2 Calibration préliminaire

Le codage des signaux analogiques provenant des cristaux de CsI en signaux digitaux est effectué par les ADC, ce qui est également le cas, nous l'avons déjà vu, pour les détecteurs silicium. Donc comme pour ces derniers, chaque cristal de CsI doit être étalonné en premier lieu pour s'assurer de la réponse linéaire en fonction de l'amplitude du signal. La démarche étant la même que pour les détecteurs silicium, nous ne détaillerons pas à nouveau la procédure.

2.6.2.3 Calibration en énergie

Sur les 16 cristaux d'iodure de césium, seuls les 4 centraux ont été éclairés par le faisceau de ^{15}B et les produits de réactions de cassure. Nous ne calibrerons donc que ces derniers.

La quantité de lumière produite par un détecteur CsI dépend de la masse, de la charge et de l'énergie de la particule incidente. C'est pourquoi une calibration spécifique à chaque ion d'intérêt est nécessaire. On a représenté l'énergie déposée par le ^9Li , le ^{12}Be et le ^{15}B en fonction de la lumière produite dans un cristal de CsI. Les points de calibration ont été relevés pour différentes rigidités magnétiques (figure 2.19).

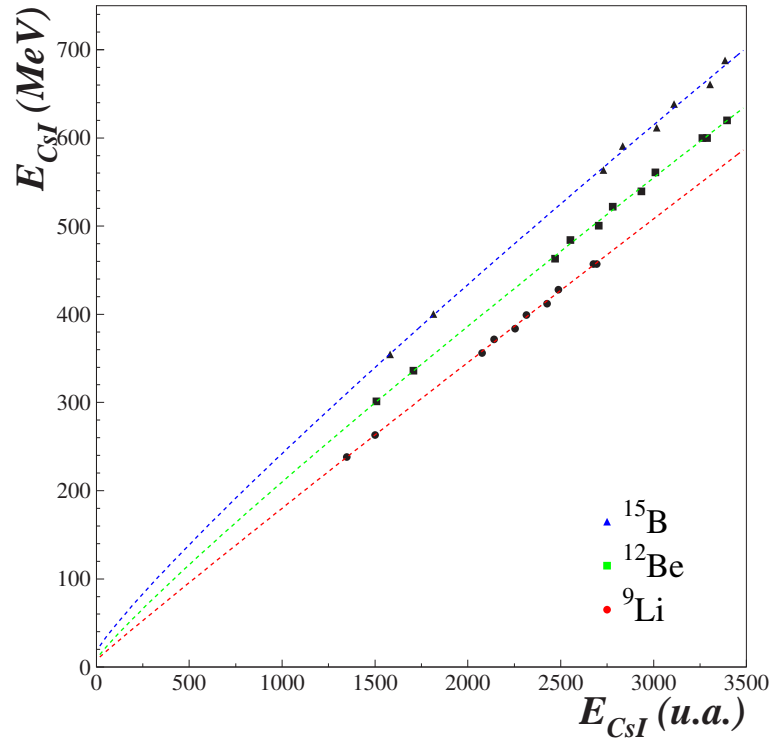


FIG. 2.19 – Courbes de calibration en énergie pour un cristal de CsI. Les symboles correspondent aux points de référence et les lignes à un ajustement par les formules 2.11 selon le Z de l'ion.

Les expressions utilisées pour la calibration des détecteurs CsI en énergie [Pai04] sont les suivantes :

$$E_{CsI}(\text{MeV}) = \begin{cases} o + aAZ^2L_{[Canaux]} + b(1 + cAZ^2)L_{[Canaux]}^{1-d\sqrt{AZ^2}} & Z \geq 4 \\ o + a\sqrt{AZ^2}L_{[Canaux]} + b(1 + cAZ^2)L_{[Canaux]}^{1-d\sqrt{AZ^2}} & Z \leq 3 \end{cases} \quad (2.11)$$

où E est l'énergie (MeV) du fragment détecté (donnée par Lise++), Z et A sa charge et sa masse, L est la lumière émise recueillie sur chaque cristal de CsI (canaux) et o , a , b , c , d sont les paramètres de l'ajustement à déterminer.

2.6.3 Identification et sélection des particules chargées

Lors de son passage dans le télescope, un ion doit perdre une partie de son énergie dans chaque détecteur silicium avant de s'arrêter dans l'un des scintillateurs CsI en déposant ce qui lui reste d'énergie.

La mesure de cette perte d'énergie ΔE_{Si} dans les deux détecteurs Si et de l'énergie résiduelle dans un cristal de CsI va nous permettre de séparer et donc d'identifier l'ion chargé produit par la réaction de cassure du faisceau sur la cible. La formule de Bethe-Bloch [Bet53], nous permet d'exprimer la perte d'énergie dans les silicium ΔE_{Si} :

$$\Delta E_{Si} \propto \frac{MZ^2}{E} \quad (2.12)$$

où M , Z et E représentent respectivement la masse, la charge et l'énergie de l'ion chargé avant son interaction avec le télescope. Cette dernière est considérée comme étant presque équivalente à l'énergie résiduelle (E_{CsI}). L'identification se fait grâce aux matrices bidimensionnelles, ΔE_{Si} en fonction de E_{CsI} , qui font apparaître des quasi-hyperboles découlant directement de la formule de Bethe-Bloch. On peut donc facilement caractériser les différents produits de réaction comme le montre la figure 2.20.

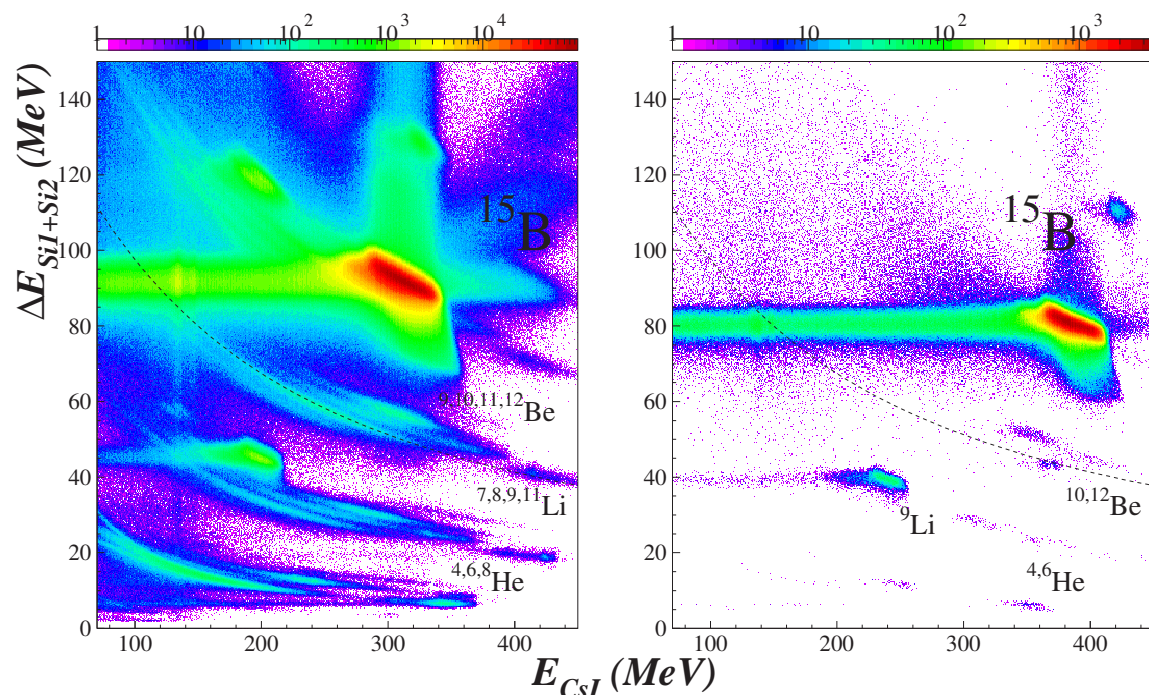


FIG. 2.20 – A gauche, matrice de la perte d'énergie dans les deux détecteurs silicium ΔE_{Si} en fonction de l'énergie déposée dans les scintillateurs CsI (E_{CsI}) pour la réaction de ^{15}B sur une cible de carbone. La calibration des cristaux de CsI est faite pour le ^{10}Be et aucune sélection préalable n'a été réalisée. A droite, même matrice mais pour les événements produits sans cible. Sur les deux spectres, la courbe en pointillés représente la courbe théorique pour le ^{10}Be .

On peut distinguer des groupements d'hyperboles qui rassemblent (de bas en haut) les isotopes d'hélium, de lithium, de béryllium et de bore, ainsi qu'un pic central très intense correspondant aux noyaux de ^{15}B qui n'a pas interagi avec la cible. De part et d'autre de ce pic, nous retrouvons une bande horizontale dont la partie gauche correspond aux événements pour lesquels le ^{15}B n'a pas réagi dans les détecteurs silicium mais dans les cristaux de CsI. Ils ont donc libéré des neutrons qui n'ont pas déposé d'énergie dans les scintillateurs CsI, ce qui explique la faible lumière. La partie horizontale à droite de la tache, ainsi que la bande verticale que l'on trouve au-dessus du pic central, correspondent à des phénomènes d'empilement électronique associés respectivement aux détecteurs CsI et silicium. La tache oblique sous le pic central est due à un phénomène de «channeling» correspondant aux événements pour lesquels la particule chargée a traversé un étage de silicium parallèlement aux mailles du réseau cristallin en y déposant moins d'énergie.

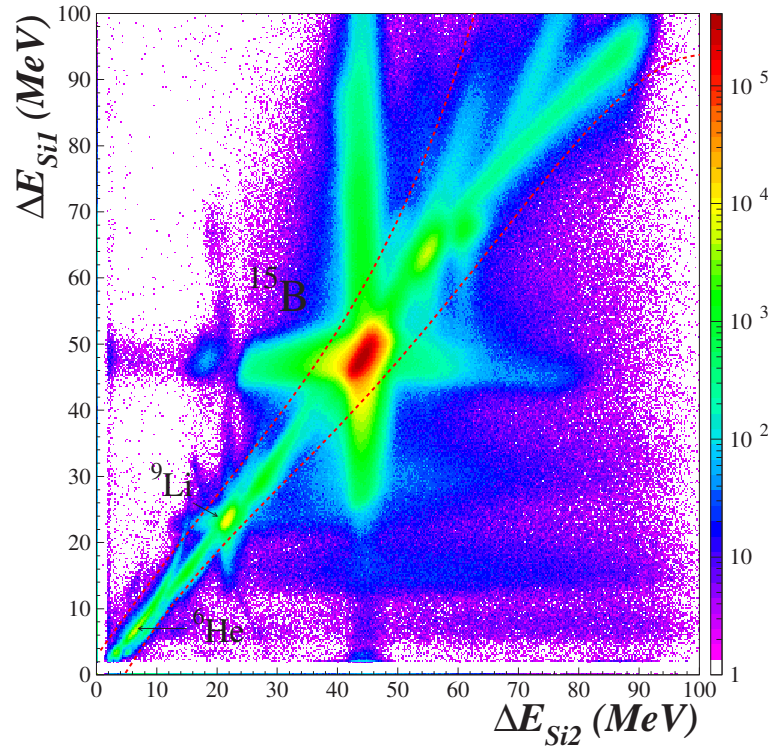


FIG. 2.21 – Matrice $\Delta E_{Si1}-\Delta E_{Si2}$ pour la réaction de cassure de ^{15}B sur une cible de carbone. Les deux courbes en pointillés serviront de coupure pour rejeter les événements mal détectés dans les deux étages de silicium. On retrouve de petites taches correspondant aux contaminants du faisceau. Nous avons marqué pour exemple le ^9Li et l' ^6He .

On retrouve également des points d'accumulation, un dans la région des bores ($\Delta E_{Si}=120$ MeV et $E_{CsI} = 200$ MeV) et un dans la région des lithiums ($\Delta E_{Si} = 50$ MeV et $E_{CsI} = 200$ MeV). Le second a toutes les caractéristiques d'un faisceau de noyaux de ^9Li , autre composante du faisceau secondaire, qui étant donné que nous n'avons pas réalisé de sélection en temps de vol faisceau (figure 2.3), n'a pas été

écarté. En ce qui concerne le premier point d'accumulation, il est vraisemblablement le fruit d'une très petite fraction du faisceau incident ^{15}B qui heurte le porte cible. Ceci est renforcé par le fait qu'on ne retrouve pas cet effet sur la matrice des événements produits sans cible pour lesquels le porte cible avait été enlevé. Le spectre droit de la figure 2.20 est construit de manière identique, mais pour des événements produits sans cible. On y retrouve toutes les structures énoncées précédemment mises à part les quasi-hyperboles correspondant à des fragments chargés de $Z < 5$ qui sont très peu peuplées, ainsi que le point d'accumulation que nous avons identifié comme étant une interaction du faisceau de ^{15}B avec le porte cible. Cette figure valide nos affirmations concernant les deux points d'accumulation.

Il est possible de s'affranchir d'une majorité de ces événements parasites en effectuant des coupures sur les énergies ΔE_{Si} et E_{CsI} , ainsi qu'en demandant en coïncidence un neutron énergétiquement supérieur à 11 MeV (la détection et la caractérisation des neutrons sont exposées dans le paragraphe 2.7.7). La figure 2.21 représente l'énergie déposée dans le premier détecteur silicium (Si_1) en fonction de celle déposée dans le second (Si_2). On peut éliminer les événements mal détectés dans les deux étages de silicium en appliquant une double coupure polynômiale et en ne conservant que la zone comprise entre les pointillés. En appliquant ces différentes conditions, nous obtenons un spectre 2.22 plus propre pour les événements fragment+n mais où la tache faisceau du ^9Li reste présente.

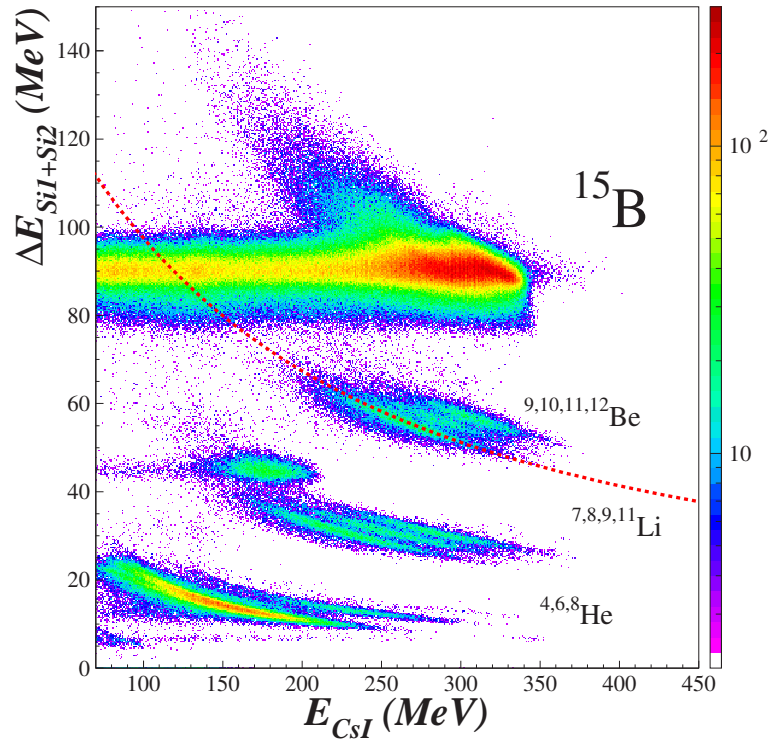


FIG. 2.22 – Matrice $\Delta E_{Si}-E_{CsI}$ tenant compte des coupures précédentes (figure 2.21) et en coïncidence avec un neutron de plus de 11 MeV (faisceau de ^{15}B sur cible de carbone).

Cette contribution ne perturbera que la sélection des isotopes de lithium et il nous sera aisé de nous en affranchir lors de la sélection de ces ions en imposant une nouvelle coupure sur la perte d'énergie dans les détecteurs silicium ou sur l'énergie résiduelle dans les cristaux de CsI. Pour finir, l'hyperbole théorique pour le ^{10}Be (déduite des calculs de perte d'énergie) s'ajuste correctement aux données expérimentales, validant ainsi la calibration en énergie du télescope.

Pour différencier les isotopes d'un noyau, nous avons projeté la matrice d'identification suivant une direction donnée par une fonction analytique [TG02] basée sur la formule de Bethe-Bloch où les paramètres sont déterminés pour épouser au mieux chacune des quasi-hyperboles. Grâce à la formule 2.13, nous pouvons construire le spectre unidimensionnel PID (**P**article **I**Dentification) que l'on voit dans la figure 2.23 :

$$\Delta E_{si} = [(gE_{CsI})^{\mu+1} + PID]^{1/(\mu+1)} - gE_{CsI} \quad (2.13)$$

avec

$$PID = (\lambda Z^{2/(\mu+1)} A^{\mu/(\mu+1)})^{(\mu+1)}$$

où les paramètres g , μ , et λ , calculés à partir des dépôts d'énergie et des énergies résiduelles théoriques donnés par le programme Lise++, dépendent de la charge Z du noyau. Il est également possible d'utiliser les deux détecteurs silicium pour construire deux PID : PID_x pour Si_1 et CsI, et PID_y pour Si_2 et CsI (figure 2.23).

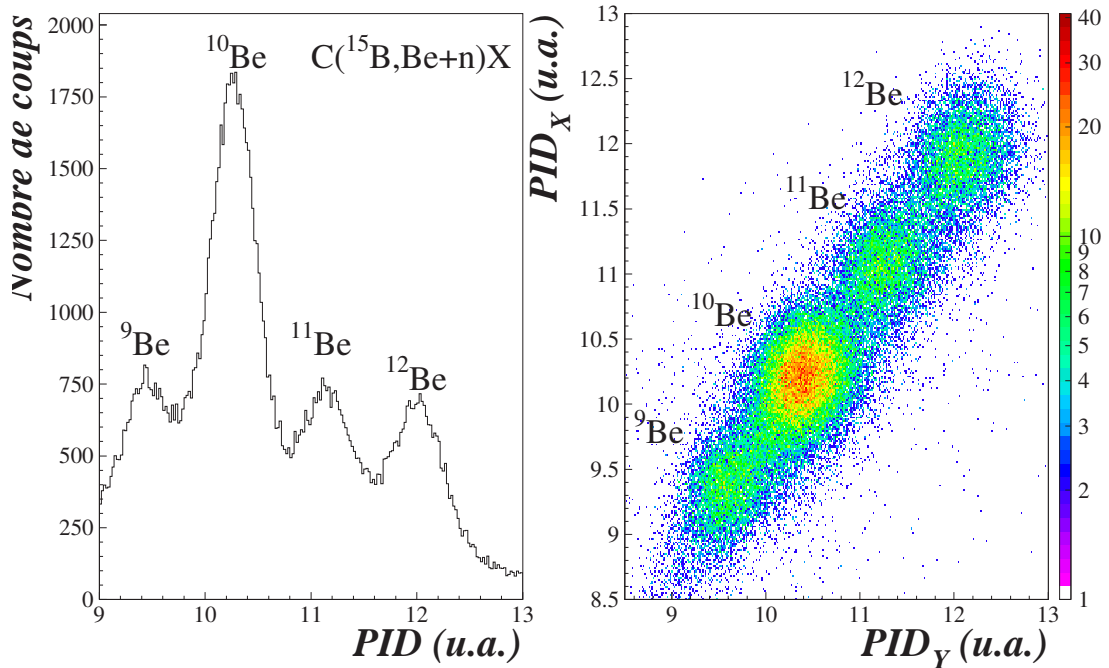


FIG. 2.23 – A gauche, spectre PID construit à partir des deux détecteurs silicium et d'un cristal de CsI pour les isotopes de béryllium (faisceau de ^{15}B sur une cible de carbone). A droite, PID bidimensionnel faisant apparaître les différents isotopes. La sélection du fragment chargé est réalisée grâce à cette variable à partir du spectre de gauche ou de celui de droite.

2.7 Détection des neutrons : le Détecteur Modulaire de Neutrons

La détection des neutrons est plus complexe que celle des particules chargées. Ils ne peuvent être détectés grâce à un processus électromagnétique du fait de leur charge neutre. Il faut donc procéder indirectement, et détecter la particule chargée que le neutron met en mouvement. Nous voulons détecter des neutrons possédant une énergie cinétique de quelques dizaines de MeV. Dans cette gamme d'énergie, les scintillateurs organiques présentent les meilleures efficacités, et possèdent également un temps de réponse très court (de l'ordre d'une nanoseconde), essentiel pour l'obtention de mesures de temps de vol précises, et donc d'énergies précises.

Pour notre expérience, nous avons utilisé le multidétecteur DéMoN (**D**étecteur **M**odulaire de **N**eutrons) développé par l'Université Catholique de Louvain-la-Neuve, le Centre de Recherche Nucléaire de Strasbourg, l'Université Libre de Bruxelles et le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen, au début des années 90 [Mou94].

2.7.1 Description des modules DéMoN

DéMoN est un détecteur modulaire comptant 90 modules cylindriques de 16 cm de diamètre et de 20 cm de profondeur. Chaque module est un scintillateur organique liquide NE213 suivi d'un photomultiplicateur capable de transformer la lumière émise par le scintillateur en signal électrique. Les liquides scintillants sont constitués de noyaux d'hydrogène et de carbone (le rapport H/C=1,213). Chaque module est capable de discriminer les neutrons et le rayonnement γ .

2.7.2 Principe de détection

Le principe consiste à faire transférer une partie de l'énergie du neutron à une particule chargée, lors d'une collision dans le scintillateur. Le neutron à son entrée dans le module va interagir de façon élastique ou inélastique avec les noyaux présents dans le liquide scintillant (tableau 2.1) ([Mou94, El 94]).

Réactions				σ (b)
n + p	\rightarrow	n + p		0,406
n + ^{12}C	\rightarrow	n + ^{12}C		0,900
n + ^{12}C	\rightarrow	n' + $^{12}\text{C} + \gamma$ (4,44 MeV)		0,104
n + ^{12}C	\rightarrow	α + ^9Be - 5,7 MeV		0,048
n + ^{12}C	\rightarrow	n' + 3α - 7,3 MeV		0,210
n + ^{12}C	\rightarrow	2n + ^{11}C - 18,7 MeV		0,005
n + ^{12}C	\rightarrow	p + ^{12}B - 12,6 MeV		0,100

TAB. 2.1 – Liste des réactions possibles entre un neutron et le NE213 [Mou94]. Les sections efficaces sont données pour des neutrons de 24 MeV.

Il va alors induire un recul suffisant à la particule chargée pour qu'elle cède son énergie au milieu environnant pour donner naissance à des photons, qui vont être convertis en photoélectrons par une photocathode et ensuite multipliés par le photomultiplicateur. L'intensité de lumière émise est d'autant plus importante que l'énergie de la particule chargée est élevée et que sa charge est faible (figure 2.24) [Nor01].

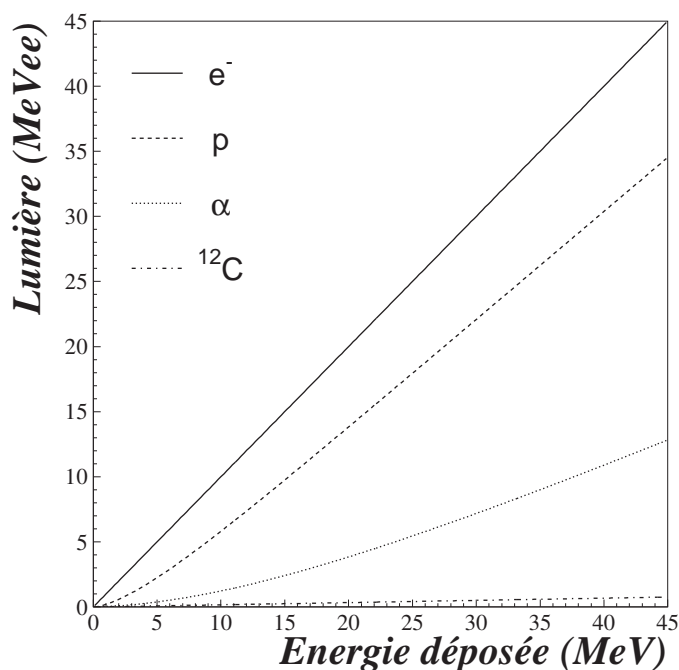


FIG. 2.24 – Relation entre lumière émise en MeVee et énergie déposée en MeV pour l'électron, le proton, la particule α et le carbone .

La quantité de lumière L produite peut être reliée à l'énergie déposée par la particule chargée à l'aide de la relation semi-empirique [Cec79] :

$$L = a_1 E - a_2 (1 - e^{a_3 E^{a_4}}) \quad (2.14)$$

où la lumière est exprimée en MeVee (1MeVee = lumière produite par 1 électron qui dépose son énergie de 1 MeV dans le milieu) afin de s'affranchir du type de particule mis en mouvement. Les coefficients a_i dépendent de la nature de la particule chargée, et sont regroupés dans le tableau 2.2.

Comme le montre la figure 2.24, la production de lumière est maximale et linéaire pour les électrons, et chute assez rapidement avec l'augmentation de la masse de la particule de recul. La production de lumière au passage d'un neutron (~ 30 MeV) dans un module est donc due essentiellement au recul des protons. Les photons quant à eux interagissent sur les électrons du cortège atomique, et dans ce cas c'est le recul induit sur les électrons qui va être à l'origine de la production de lumière. Les neutrons et les photons n'interagissant pas sur le même type de particule, il va être possible de les discriminer à partir de la forme du signal électrique.

	e^-	p	α	^{12}C
a_1	1	0,83	0,41	0,017
a_2	0	2,82	5,9	0
a_3	-	0,25	0,065	-
a_4	-	0,93	1,01	-

TAB. 2.2 – Coefficients de conversion entre énergie en MeV et lumière en MeVee en fonction de la particule chargée.

2.7.3 Efficacité de détection

L'efficacité intrinsèque de détection des neutrons n'étant pas de 100% de par leur mode d'interaction avec le liquide scintillant, il est nécessaire de la caractériser. Pour ce faire, les différentes réactions possibles dans un module (tableau 2.1) ont été simulées à l'aide du code de calcul GEANT [Lab99a], permettant ainsi d'estimer l'efficacité de DéMoN en fonction de l'énergie des neutrons. La courbe obtenue pour un seuil de détection de 500 keVee est en accord avec les points expérimentaux [Var99] (figure 2.25).

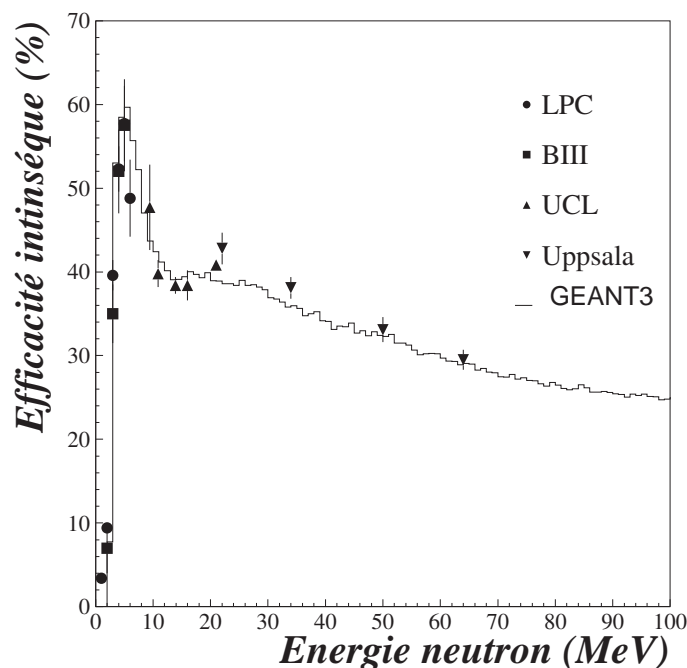


FIG. 2.25 – Efficacité intrinsèque de détection d'un module DéMoN simulée en fonction de l'énergie du neutron pour un seuil de 0,5 MeVee [Lab99a].

Cette efficacité intrinsèque de l'ordre de 30% à 50 MeV doit être convoluée avec l'efficacité géométrique du multidétecteur, qui est également de l'ordre de 30%. Par conséquent, l'efficacité totale de détection pour un neutron de DéMoN est de l'ordre de 10%.

2.7.4 Filtre de diaphonie

La probabilité pour que le neutron dépose toute son énergie lors d'une collision est très faible,

$$E_{n'} = E_n - E_p = E_n \times (1 - \cos^2 \theta_{n'}) \quad (2.15)$$

(avec E_n , E_p , $E_{n'}$ les énergies initiale, déposée et restante, respectivement, et $\theta_{n'}$, l'angle de diffusion), et la proportion de neutrons interagissant au moins deux fois est de un tiers. Ce qui peut nous confronter à plusieurs problèmes :

- le neutron touche un module sans y déposer suffisamment d'énergie pour être détecté, et va ensuite interagir dans un autre module et y créer un signal. La direction et l'énergie du neutron détecté sont donc erronées. On peut rattacher à ce type d'événements les cas où le neutron diffuse sur un élément de l'environnement avant d'être détecté dans un module.

Il n'est pas possible d'identifier ces événements dans l'analyse mais des simulations GEANT [Lec02] montrent que seuls 6% des événements sont concernés par ces cas de figure. La résolution en position et en énergie sont légèrement dégradées.

- le neutron interagit dans un premier module où il est détecté, puis pénètre dans un second et y dépose suffisamment d'énergie pour être détecté. Deux neutrons sont signalés alors qu'un seul a réellement interagit.

Il n'est pas si aisé de se soustraire de ce dernier phénomène dans le cas bien sûr où l'on recherche une détection de deux neutrons en coïncidence (coeur+n+n), comme il est question dans notre étude de la réaction $^{15}\text{B} \rightarrow ^{14}\text{Be}^* \rightarrow ^{12}\text{Be} + n + n$. En effet pour l'étude des systèmes non liés, de structure coeur+n, étant donné qu'on ne cherche à détecter qu'un seul neutron, il suffit de ne considérer que le premier des deux signaux temporels.

Pour la détection conjointe de deux neutrons, il est donc nécessaire de résoudre ou au moins de limiter ce phénomène. C'est dans cette optique que la configuration géométrique du multidétecteur a été optimisée [Nor04, Lab99a], mais ceci n'est pas suffisant pour résoudre les problèmes de diaphonie dont le taux est de l'ordre de 34%.

Il faut être certain que les neutrons détectés soient bien au nombre de deux et que le signal laissé dans deux modules n'est pas le fait d'un seul neutron. L'analyse des données nécessite donc de passer par un filtre cinématique anti-diaphonie, développé par Marqués [Mar00a]. Les critères employés par ce filtre s'appuient sur le temps de vol et les énergies déposées dans les modules et les angles de sortie du neutron. Le principe est de rejeter les faux événements par des considérations cinématiques et géométriques. Dans le cas simple où deux détecteurs sont touchés, le filtre va estimer si le premier neutron arrivé dispose d'une énergie résiduelle, après sa première interaction, compatible avec celle laissée dans le deuxième module, et si le temps de vol associé entre les deux détecteurs est lui aussi compatible avec la différence de temps mesurée entre les deux signaux. Si c'est le cas le filtre considère qu'il s'agit alors d'un seul neutron, rassemble les deux signaux en un seul groupe et donne

à l'événement l'énergie et la position calculées à partir du premier module de ce groupe. Le taux de diaphonie tombe autour de 1,5% après passage du filtre.

2.7.5 Calibration en temps de vol des neutrons

L'énergie des neutrons ne peut être déterminée qu'à partir du temps de vol, il est donc indispensable de procéder à une calibration en temps des modules DéMoN. Le temps de vol est mesuré entre le module touché, donnant le «START», et le trifoil fournissant le «STOP». La figure 2.26 présente le spectre non calibré en temps de vol à gauche, et calibré en ns à droite. Le spectre brut est inversé, les neutrons plus lents occupent les premiers canaux. Ceci est une conséquence du codage de l'électronique de DéMoN, l'acquisition est déclenchée après détection de la particule incidente dans le module et n'est stoppée que par un signal retardé provenant du trigger. Les particules les plus rapides démarrent le signal plus vite et présentent donc un temps de codage plus long.

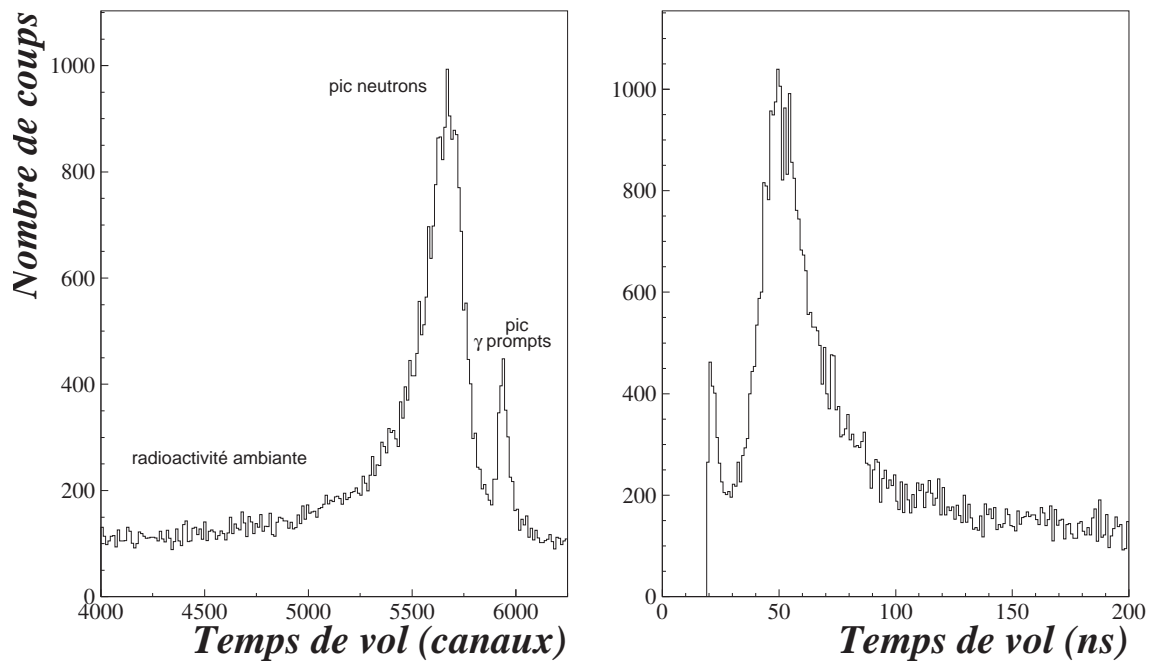


FIG. 2.26 – Spectres en temps de vol des neutrons avant calibration (en canaux) pour un module DéMoN (à gauche) et calibré en ns (à droite).

Le spectre présente trois structures : un pic étroit à faible temps de vol correspondant aux γ dits «prompts» issus de la réaction dans la cible ou le télescope, une distribution plus large attribuée aux neutrons, et un fond plat présent sur toute la gamme de temps provenant des coïncidences fortuites dues à la radioactivité ambiante (photons et rayonnements cosmiques). Le pic γ prompt sert de référence pour la calibration en temps des modules. Il est en effet possible de calculer le temps de vol t_γ de ces photons, puisque nous connaissons leur vitesse et la distance qu'ils ont

parcouru entre la chambre de réaction et le module touché ($t_\gamma = d/c$, c étant la vitesse de la lumière). Le temps de vol neutron calibré (en ns) s'exprime donc ainsi :

$$T_n = k_{TDC} \times (C_\gamma - C_n) + T_\gamma \quad (2.16)$$

C_γ et C_n sont respectivement la position (en canaux) du pic γ et neutron. Le coefficient de conversion du TDC obtenu grâce à l'utilisation d'un générateur d'impulsion, k_{TDC} , est de l'ordre de 0,11 ns/canal.

La plupart des γ prompts proviennent de réactions ayant lieu dans le télescope et non dans la cible qui est beaucoup moins épaisse [Jon00]. De ce fait, le temps T_γ est la somme de trois termes : le temps de vol du faisceau (après la perte d'énergie dans la cible) entre la cible et les silicium, le temps de vol du faisceau (après la perte d'énergie dans les silicium) entre les silicium et les CsI, et le temps de vol du γ entre les CsI et le module DéMoN touché (les γ parcourent en moyenne 8,5 cm dans le scintillateur avant d'interagir). La résolution (FWHM) en temps de vol est d'environ 1,5 ns.

2.7.6 Discrimination n- γ

Comme nous l'avons vu sur les spectres en temps de vol (figure 2.26), les modules DéMoN sont sensibles aux neutrons mais aussi au rayonnement γ . Il nous est nécessaire de les discriminer afin de nous affranchir des γ qui polluent le spectre en temps de vol, et constituent un bruit pour notre signal.

Dans un premier temps nous pouvons éliminer les γ prompts en ne gardant que les événements dont le temps de vol donne une énergie neutron inférieure à 100 MeV (équation 2.19). En effet les γ prompts forment un pic de faible temps de vol (~ 20 ns) qui correspond à des neutrons relativistes que le seuil en énergie neutron imposé élimine donc bien.

Dans un deuxième temps, nous allons nous affranchir des γ issus de la radioactivité ambiante et des cosmiques que l'on retrouve sur toute la gamme de temps de vol. Pour ce faire nous opérons une seconde discrimination qui s'appuie sur l'analyse en forme du signal lumineux recueilli à la sortie des modules. En effet, à la différence des neutrons qui sont détectés principalement par collisions avec les protons du milieu scintillant, les γ interagissent essentiellement avec les électrons par effet Compton. La forme du signal en sortie du module dépend directement de la nature de la particule chargée émise après interaction. Pour un neutron, la traîne laissée sera plus importante que celle laissée par un γ (figure 2.27). Cette seconde sélection permet également d'éliminer les γ prompts, il y a donc redondance pour le rejet de cette contribution.

En intégrant le signal de sortie de chaque module sur deux portes temporelles, il est alors possible de recueillir la charge «totale» (Q_{totale}) et la charge «lente» (Q_{lente}) [Mou94].

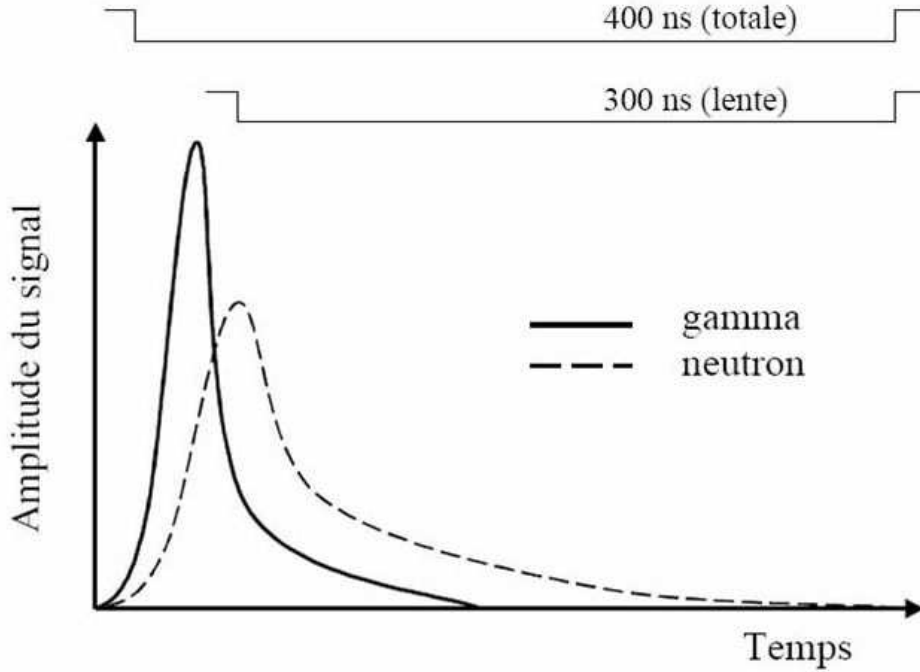


FIG. 2.27 – Signaux en sortie du photomultiplicateur de DéMoN pour un neutron et une particule γ . La réponse du détecteur étant sensible à la particule incidente, il est possible de séparer les deux contributions en intégrant sur des temps différents.

Il nous suffit de construire le spectre bidimensionnel (figure 2.28) Q_{lente} en fonction de Q_{totale} pour lequel nous observons deux branches [Til95], et d'y réaliser une coupure géométrique. Pour sélectionner les neutrons, il suffit d'imposer :

$$Q_{lente} > a_0 + a_1 \times Q_{totale} + a_2 \times Q_{totale}^2 + a_3 \times Q_{totale}^3 \quad (2.17)$$

où a_0 , a_1 , a_2 , a_3 sont les coefficients du polynôme séparant les branches neutron et γ , à déterminer pour chaque module DéMoN.

Cependant, cette coupure ne nous permet pas de séparer les neutrons des γ pour de faibles charges collectées. Dans cette région où les branches neutron et γ sont indiscernables, il nous faut rejeter purement et simplement ces événements, ce qui revient à imposer un seuil minimal de détection en charge totale. La détermination de ce seuil en charge nécessite une calibration en énergie, exposée au paragraphe suivant.

2.7.7 Calibration des modules en énergie

La calibration en énergie par charge déposée est une étape indispensable nous permettant de fixer un seuil en lumière (en MeVee) commun à tous les détecteurs, étape obligatoire pour l'utilisation du filtre cinématique de rejet de diaphonie et pour la détermination de l'efficacité intrinsèque de détection des modules.

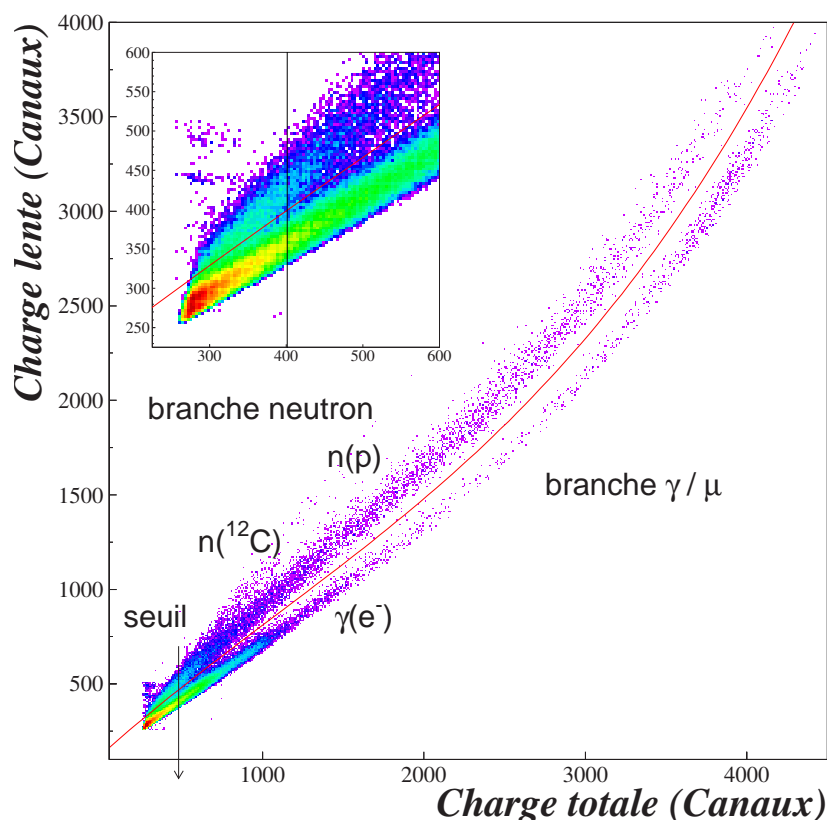


FIG. 2.28 – Charge lente en fonction de la charge totale collectée dans un module DéMoN. La banane supérieure correspond aux neutrons, l'autre au rayonnement γ . Une limite inférieure en charge lente est définie par le polynôme en Q_{tot} (en rouge) pour ne garder que les neutrons. Le seuil est fixé à la limite de confusion des bananes (zoom en insert).

Dans le but de relier la charge totale collectée (en canaux) par un module à la quantité de lumière émise par le scintillateur [Til95], nous avons utilisé différentes sources γ radioactives regroupées dans le tableau 2.3.

Sources	E_γ (MeV)	$E_{e^-}^{max}$ (MeV=MeVee)	$E_{e^-}^{max}$ (MeVep)
^{22}Na	0,511	0,341	1,294
	1,275	1,061	2,975
^{137}Cs	0,662	0,478	1,669
$^{241}\text{Am}^9\text{Be}$	4,440	4,198	7,917
Cosmiques	-	~ 27	~ 36

TAB. 2.3 – Sources utilisées pour la calibration de DéMoN et énergies des photons émis.

En effet, le γ interagit principalement avec les électrons du liquide scintillant par effet Compton. Sur le spectre 2.29 montrant la réponse d'un module à une source de ^{22}Na et de ^{137}Cs , on peut noter la présence de deux pics associés aux énergies des

deux plateaux Compton (correspondant aux γ de 511 keV et 1275 keV), c'est à dire à l'énergie maximum transmise par le γ incident à l'électron.

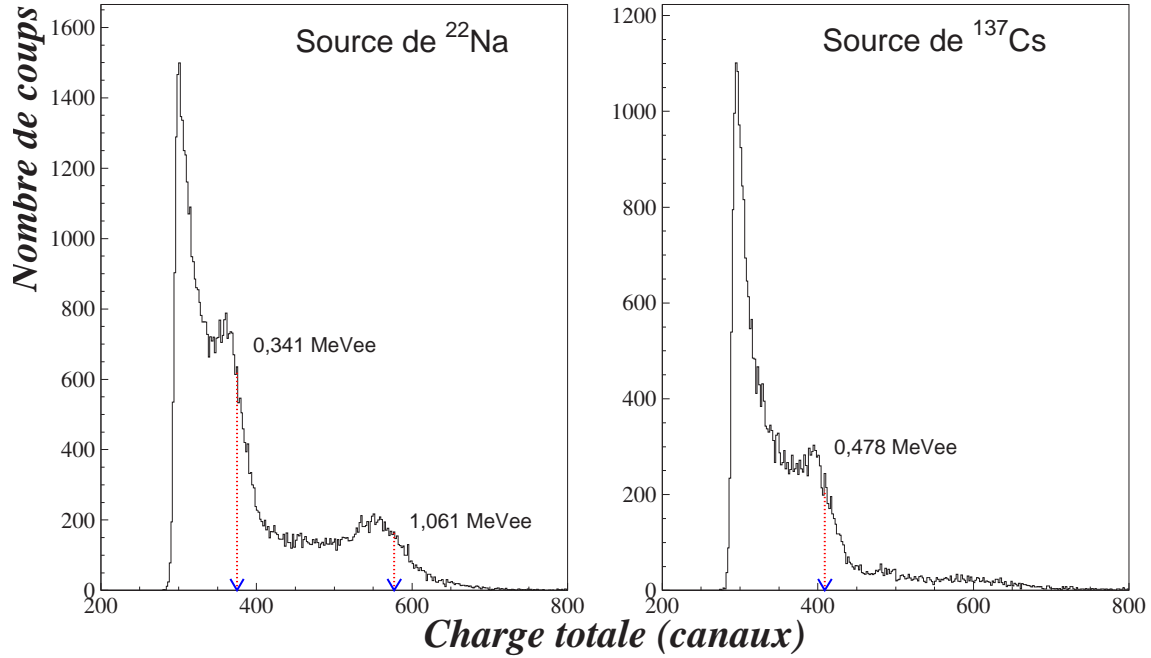


FIG. 2.29 – Spectres en charge obtenus avec une source de ^{22}Na (à gauche) et ^{137}Cs (à droite).

Le front Compton correspondant à la rétrodiffusion du γ est calculé à partir de :

$$E_{e^-}^{max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}} \quad (2.18)$$

où $m_e c^2$ vaut 511 keV. Le plateau Compton étant déformé par la résolution du détecteur, une simulation a été réalisée à l'aide du code GEANT [Lab99a] montrant que la charge mesurée aux 80% de la hauteur du pic Compton correspond à l'énergie maximale emportée par l'électron $E_{e^-}^{max}$ (donnée par l'équation 2.18).

On peut alors tracer, pour chaque module, le spectre bidimensionnel de la charge déposée en canaux en fonction de la lumière émise en MeVee (figure 2.30), que l'on peut calibrer grâce à un ajustement linéaire. Cette étape de calibration nous permet donc de fixer un seuil de détection en MeVee commun à l'ensemble des modules permettant de discriminer neutrons et γ dans la région à faible charge collectée. Cette calibration à basse énergie était suffisante pour notre étude où l'énergie du neutron est donnée par temps de vol, en revanche elle est déjà moins adaptée aux besoins du filtre cinématique de rejet anti-diaphonie, puisque celui-ci s'étend sur tout le spectre en énergie.

Une seconde méthode développée et détaillée par [Nor04] permet une calibration avec les sources ainsi qu'avec un grand nombre de points sur toute la gamme en énergie et à partir des données de l'expérience. Cette méthode apporte donc une calibration plus complète et permet d'utiliser le filtre de diaphonie. Le principe est de créer artificiellement des faisceaux de neutrons monoénergétiques en découpant des tranches étroites sur toute la gamme en énergie E_n (TOF). Puis on trace la charge totale correspondant à une tranche donnée, le maximum de cette charge déposée correspond donc à l'énergie de la tranche en question. L'interaction considérée n'est plus celle des γ sur les électrons comme pour la calibration avec les sources, mais celle des neutrons sur les protons. La lumière n'est donc plus exprimée en MeV mais en MeVep (MeV équivalent proton). Les points fournis par les sources doivent donc être convertis par itérations à l'aide du tableau 2.3. Pour cette utilisation nous devons convertir les MeVep en MeVee grâce à la formule 2.14.

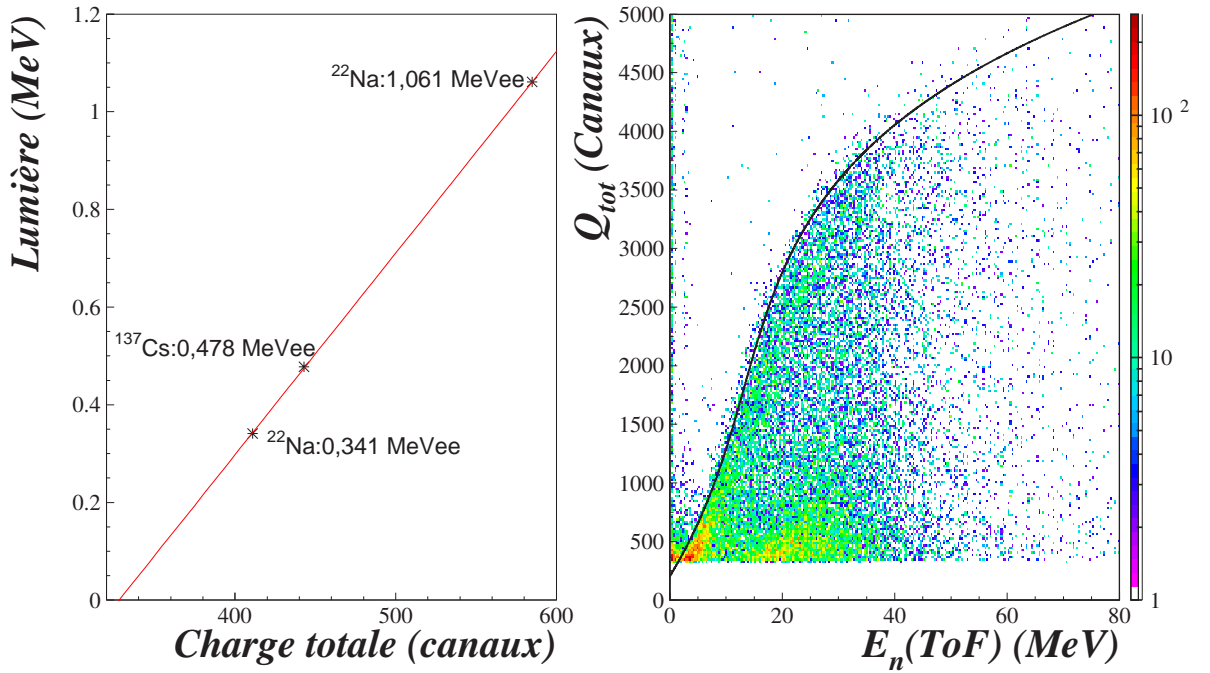


FIG. 2.30 – A gauche, courbe de calibration en énergie pour un module DéMoN, en utilisant les sources uniquement. A droite, calibration en énergie pour un module DéMoN, en utilisant la méthode de [Nor04].

Les neutrons étant maintenant bien isolés et les modules DéMoN étant calibrés en temps de vol, il nous est possible de calculer l'énergie cinétique des neutrons à partir de leur temps de vol :

$$E_n(TOF) = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{d+d_{int}}{ct_n} \right)^2}} - 1 \right) m_n c^2 \quad (2.19)$$

avec m_n la masse du neutron, t_n son temps de vol donné par l'équation 2.16, d la distance entre la cible et le module touché, et d_{int} le parcours moyen du neutron

dans le module avant d'interagir. Des simulations [Mou95, Lab99a] estiment cette distance moyenne d'interaction à 8,5 cm. La résolution en énergie est déduite de celle du temps de vol qui est de 1,5 ns, et est estimée en moyenne à 5%.

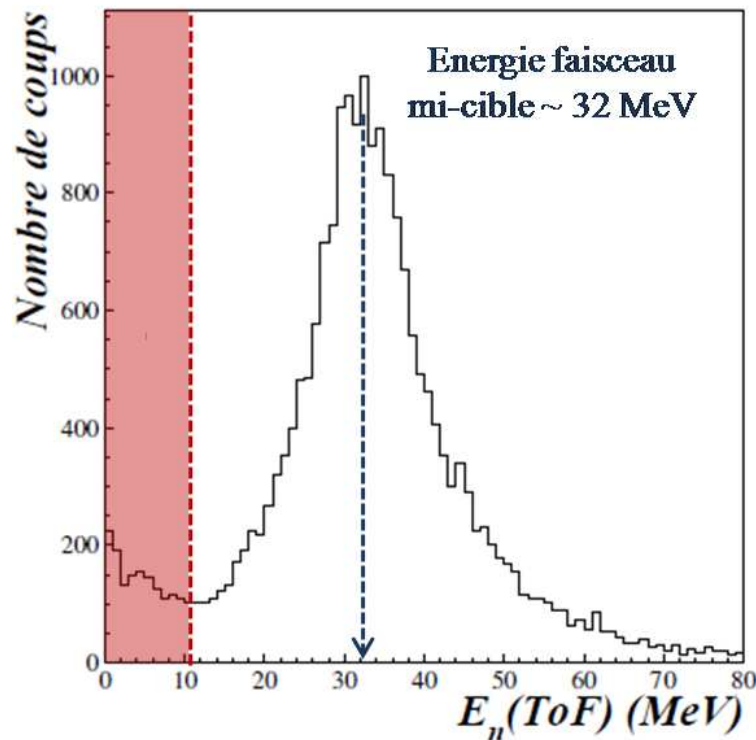


FIG. 2.31 – Spectre en énergie cinétique des neutrons en coïncidence avec un ^{12}Be .

Nous pouvons ensuite construire les spectres en énergie des neutrons $E_n(ToF)$ détectés en coïncidence avec un fragment chargé en tenant compte bien entendu de la calibration en temps de vol, de la discrimination n/ γ , du seuil en charge à 500 keVee. On distingue deux contributions, la première à basse énergie est attribuée aux neutrons évaporés par la cible et la seconde correspond aux neutrons issus de la dissociation du projectile (centrée sur l'énergie faisceau, soit 35 MeV). Afin de s'affranchir des neutrons issus de la cible, nous imposons une énergie cinétique minimale aux neutrons de 11 MeV.

Résumé

Le chapitre précédent a présenté le dispositif expérimental et les différents détecteurs utilisés pour la détection des produits de la réaction de cassure du ^{15}B . Les fragments chargés sont détectés par le télescope à perte d'énergie CHARISSA et les neutrons le sont en coïncidence à l'aide du multidétecteur DéMoN. L'ensemble de ces détecteurs nécessite une procédure de calibration en énergie et/ou position afin de transformer les signaux électriques en informations physiques.

Ces informations sont ensuite traitées pour calculer les différentes observables nécessaires à l'analyse et un programme de simulation a été écrit pour extraire les paramètres qui reproduisent le mieux ces observables.

Les différents résultats concernant la réaction de cassure du ^{15}B seront passés en revue dans la dernière partie.

Chapitre 3

Résultats

Ce chapitre exposera tout d'abord la méthode utilisée pour reconstruire les éléments d'intérêt pour nos études à partir des variables physiques (énergie, position,...) délivrées par les détecteurs calibrés. Puis nous ferons le point sur la simulation dont nous nous sommes servis pour confronter nos données expérimentales aux modèles théoriques. Nous présenterons ensuite les résultats obtenus à partir des données brutes de coïncidence fragment-neutron de notre expérience pour différentes observables physiques, telles que l'énergie cinétique et la distribution angulaire des neutrons, les moments parallèle et transverse, et la vitesse relative du système non lié, dont le comportement est connu et attendu.

Ces distributions permettront donc de tester, dans un premier temps, les procédures d'étalonnage, ainsi que, dans un second temps, notre programme de simulation. Nous nous intéresserons également à l'énergie de décroissance de nos systèmes non liés d'intérêt. C'est à partir de cette grandeur caractéristique des noyaux non liés, que nous tenterons d'interpréter leur structure par le peuplement d'états résonants et/ou virtuels.

3.1 Reconstruction cinématique

Les détecteurs une fois calibrés nous délivrent des informations telles que l'énergie et la position qui vont nous permettre de reconstruire les variables cinématiques. Notre but étant, une fois la sélection d'un neutron dans DéMoN en coïncidence avec un fragment chargé faite, de reconstruire complètement l'énergie de décroissance des systèmes non liés à deux particules (fragment+n).

Les premiers paramètres à déterminer sont les quadrimoments impulsion-énergie du fragment et du neutron. Pour connaître la direction de l'impulsion du fragment et du neutron, il nous faut déterminer la position de l'impact du faisceau incident sur la cible. Les CàD nous permettent de mesurer cette position en X et en Y à partir des relations suivantes :

$$X_{cible} = -\frac{d_2}{d_1}X_{CaD_1} + \left(1 + \frac{d_2}{d_1}\right)X_{CaD_2} \quad (3.1)$$

$$Y_{cible} = -\frac{d_2}{d_1}Y_{CaD_1} + (1 + \frac{d_2}{d_1})Y_{CaD_2} \quad (3.2)$$

où d_1 est la distance entre les deux CàD et d_2 celle entre la CàD₂ et la cible. A partir de ce point d'impact et du point d'impact sur les silicium on peut définir la direction de l'impulsion \vec{p}_f . De même pour le neutron à partir du module DéMoN touché on peut exprimer la direction \vec{p}_n . Le vecteur position du fragment \vec{r}_f est défini comme suit :

$$\vec{r}_f = \left\{ \begin{array}{l} \Delta X_f = X_{Si} - X_{cible} \\ \Delta Y_f = Y_{Si} - Y_{cible} \\ \Delta Z_f = D_{cible-Si_1} \end{array} \right\} \quad (3.3)$$

où X_{Si} et Y_{Si} sont mesurés par les silicium et $D_{cible-Si_1}$ est la distance entre la cible et le premier silicium. Le vecteur position du neutron \vec{r}_n est défini par le point d'impact du faisceau sur la cible et la position du centre de la face d'entrée du module touché par rapport à la cible selon l'expression suivante :

$$\vec{r}_n = \left\{ \begin{array}{l} \Delta X_n = X_{mod} - X_{cible} \\ \Delta Y_n = Y_{mod} - Y_{cible} \\ \Delta Z_n = Z_{mod} \end{array} \right\} \quad (3.4)$$

où X_{mod} , Y_{mod} et Z_{mod} sont les coordonnées du module DéMoN touché.

L'énergie cinétique E_f du fragment chargé est déterminée à partir de l'énergie déposée dans le télescope $\Delta E_{Si_1} + \Delta E_{Si_2} + E_{CsI}$, à laquelle est ajoutée l'énergie perdue dans la demi-cible de carbone $\Delta E_{cible/2}$ calculée grâce au programme LISE++.

$$E_f = \Delta E_{Si_1} + \Delta E_{Si_2} + E_{CsI} + E_{cible/2} \quad (3.5)$$

Nous ne connaissons pas la profondeur à laquelle se produit la collision dans la cible pour chaque événement et nous n'y avons pas accès expérimentalement. La cible étant mince nous faisons l'hypothèse que la réaction se produit en moyenne à mi-cible. L'énergie cinétique du neutron E_n est calculée à partir de son temps de vol (équation 2.19). On peut calculer les modules des vecteurs position et impulsion :

$$\begin{aligned} \|\vec{r}_f\| &= \sqrt{\Delta X_f^2 + \Delta Y_f^2 + \Delta Z_f^2}, & \|\vec{r}_n\| &= \sqrt{\Delta X_n^2 + \Delta Y_n^2 + \Delta Z_n^2} \\ \|\vec{p}_f\| &= \sqrt{(E_f + M_f)^2 - M_f^2}, & \|\vec{p}_n\| &= \sqrt{(E_n + M_n)^2 - M_n^2} \end{aligned} \quad (3.6)$$

où M_f et M_n sont respectivement les masses du fragment et du neutron en MeV/ c^2 . On peut donc donner le quadrivecteur impulsion \vec{P}_f du fragment et \vec{P}_n du neutron.

$$\vec{P}_f = \left\{ \begin{array}{l} (\Delta X_f / \|\vec{r}_f\|) \|\vec{P}_f\| \\ (\Delta Y_f / \|\vec{r}_f\|) \|\vec{P}_f\| \\ (\Delta Z_f / \|\vec{r}_f\|) \|\vec{P}_f\| \\ E_{tot_f} = E_f + M_f \end{array} \right\} \quad (3.7)$$

$$\vec{P}_n = \left\{ \begin{array}{l} (\Delta X_n / \|\vec{r}_n\|) \|\vec{P}_n\| \\ (\Delta Y_n / \|\vec{r}_n\|) \|\vec{P}_n\| \\ (\Delta Z_n / \|\vec{r}_n\|) \|\vec{P}_n\| \\ E_{tot_n} = E_n + M_n \end{array} \right\} \quad (3.8)$$

A partir des quadrimoments impulsion-énergie du fragment et du neutron on peut reconstruire la masse invariante à deux corps. Cette quantité est indépendante du repère choisi, elle est donc invariante par transformation de Lorentz. Elle s'exprime de la manière suivante :

$$M_{inv} = \sqrt{(E_{tot_f} + E_{tot_n})^2 - (\vec{p}_f + \vec{p}_n)^2} \quad (3.9)$$

L'énergie de décroissance correspondant à l'énergie disponible au partage lors de la cassure peut alors être exprimée :

$$E_d = M_{inv} - (M_f + M_n) \quad (3.10)$$

Cette énergie relative entre le fragment chargé et le neutron est la grandeur caractéristique des systèmes non liés, à partir de laquelle nous allons pouvoir faire notre analyse et chercher des informations sur la structure de nos noyaux d'intérêt. Cette expression n'est valable que dans le cas d'une décroissance du noyau non lié vers un état fondamental du fragment. Dans le cas d'un système à 3 corps :

$$\begin{aligned} M_{inv}^2 &= (E_{tot_{n_1}} + E_{tot_{n_2}} + E_{tot_f})^2 - (\vec{p}_{n_1} + \vec{p}_{n_2} + \vec{p}_f)^2 \\ E_d &= M_{inv} - (2M_n + M_f) \end{aligned} \quad (3.11)$$

avec M_n , E_{n_i} , \vec{p}_{n_i} , la masse, l'énergie et l'impulsion du neutron i , et M_f , E_f , \vec{p}_f celles du fragment.

3.2 Description théorique des états non liés

Nous décrivons ici la méthode utilisée pour décrire les états non liés produits par réaction de cassure par perte d'un ou plusieurs protons suivie de l'émission séquentielle de neutrons. A la différence des réactions de cassure par perte de protons uniquement [AF07, Lec02], dans notre cas la configuration neutronique n'est pas conservée et la structure de l'état final peuplé n'est pas celle du projectile.

Nous utilisons la théorie de la diffusion, dans laquelle les états non liés virtuels ou résonants peuvent être vus comme des états de diffusion du neutron sur le fragment par un potentiel effectif (équation 1.2). Pour calculer la section efficace, il faut déterminer la forme asymptotique de l'onde stationnaire de diffusion ψ .

$$\psi(r, \theta) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{y_{\ell}(r)}{r} P_{\ell}(\cos\theta) \quad (3.12)$$

où $y_{\ell}(r) = rR_{\ell}(r)$ est la solution stationnaire de diffusion de cette équation radiale de Schrödinger et $P_{\ell}(\cos\theta)$ est le développement en polynôme de Legendre. Pour ce

faire, il faut dans un premier temps résoudre cette équation en coordonnées sphériques. L'équation radiale pour une particule de moment cinétique ℓ plongée dans un potentiel $V(r)$ s'écrit :

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} + V(r) - k^2 \right) y_\ell(r) = 0 \quad (3.13)$$

où $y_\ell(r) = rR_\ell(r)$ est la solution stationnaire de diffusion de cette équation, qui a pour forme asymptotique, très loin du potentiel, pour un neutron de moment cinétique ℓ :

$$y_\ell(r) \propto \sin(kr - \ell\frac{\pi}{2} + \delta_\ell) \quad (3.14)$$

Pour obtenir les solutions exactes de l'équation 3.13, il suffit d'utiliser l'algorithme de Numerov (résolution par récurrence). A partir de la fonction propre de l'état de diffusion, la valeur exacte du déphasage s'obtient alors (à π près) :

$$\delta_\ell = \arctan \left(\frac{ky_\ell(r)}{dy_\ell(r)/dr} \right) - kr - \ell\frac{\pi}{2} \quad (3.15)$$

La section efficace différentielle en énergie de décroissance vaut :

$$\frac{d\sigma}{dE_d} = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_\ell(E_d) \quad \text{avec} \quad k = \sqrt{\frac{2\mu E_d}{\hbar^2}} \quad (3.16)$$

avec k le moment relatif fragment-neutron et δ le déphasage de l'onde, provoqué par le potentiel subi par le neutron. L'élément important dans la description des états non liés est le déphasage δ_ℓ .

Pour les états s virtuels non liés de moment cinétique $\ell = 0$, n'apparaissant qu'à très basse énergie ($E_d \rightarrow 0$ donc $k \rightarrow 0$), l'expression analytique du déphasage $\delta_{\ell=0}$ est donnée selon la théorie de la portée effective par :

$$k \cotan(\delta_0) = -\frac{1}{a_s} + \frac{1}{2}r_0k^2 + O(k^4) \quad (3.17)$$

où r_0 est le rayon effectif et a_s la longueur de diffusion. Elle est défini par :

$$a_s = -\lim_{k \rightarrow 0} \frac{d\delta_0}{dk} \approx -\frac{\delta_0}{k} \quad (3.18)$$

d'où

$$\delta_0 \approx -a_s k \quad (3.19)$$

a_s s'obtient en résolvant l'équation radiale correspondant à l'énergie nulle :

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + V(r) \right) y_{\ell=0}(r) = 0 \quad (3.20)$$

C'est l'abscisse du point où l'asymptote de $y_{\ell=0}(r)$ coupe l'axe des r . Si $a_s > 0$ fm l'état est lié, si $a_s < 0$ fm l'état est non lié et si $a_s = 0$ fm, alors aucune interaction n'existe dans l'état final entre le fragment et le neutron. Les états virtuels peuvent

donc être décrits comme des états de diffusion du neutron sur le coeur, à partir de la section efficace différentielle en énergie de décroissance :

$$\frac{d\sigma}{dE_d} = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0 \quad (3.21)$$

La figure 3.1 permet d'apprécier l'évolution des distributions en fonction de la longueur de diffusion : la distribution devient rapidement très étroite quand la longueur de diffusion augmente en valeur absolue.

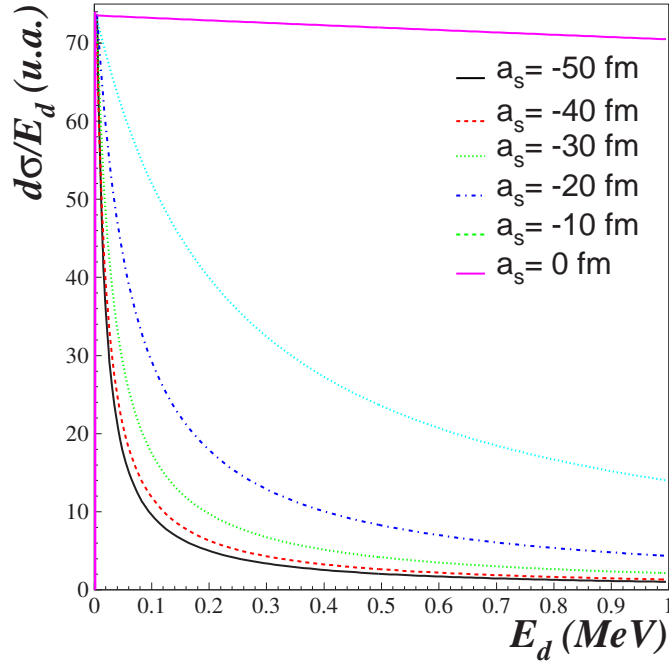


FIG. 3.1 – *Energie de décroissance théorique de l'état s virtuel du ^{10}Li pour différentes valeurs de la longueur de diffusion a_s .*

Si le système forme un état résonant, l'expression analytique du déphasage δ_ℓ à proximité d'une résonance est approximativement donnée par la formule de Breit-Wigner :

$$\delta_\ell = \arctan \left(\frac{\Gamma_\ell}{2(E_d - E_r)} \right) \quad \text{et} \quad \Gamma_\ell = -2 \left(\frac{dE_d}{d\delta_\ell} \right)_{E_d=E_r} \quad (3.22)$$

où E_r est l'énergie de résonance et Γ_ℓ sa largeur, dépendant du moment angulaire orbital ℓ de l'état formé. Le spectre en énergie peut s'interpréter grâce au formalisme de la matrice R [Lan58], utilisant une fonction de type Breit-Wigner :

$$\frac{d\sigma}{dE_d} = \sigma_0 \frac{\Gamma_\ell(E_d)}{(E_d - E_r)^2 + \left(\frac{\Gamma_\ell(E_d)}{2} \right)^2} \quad (3.23)$$

où σ_0 est le facteur de normalisation. Selon ℓ la dépendance en énergie de la largeur n'est pas la même. Ainsi pour $\ell = 0$:

$$\Gamma_{\ell=0} = \Gamma \sqrt{\frac{E_d}{E_r}} \quad (3.24)$$

Pour $\ell = 1$

$$\Gamma_{\ell=1} = \Gamma \left(\frac{E_d}{E_r} \right)^{3/2} \frac{2E_r}{E_r + E_d} \frac{1 + 2\mu E_r R^2 / \hbar^2}{1 + 2\mu E_d R^2 / \hbar^2} \quad (3.25)$$

avec R le rayon d'interaction, μ la masse réduite du système fragment-neutron. Enfin, pour $\ell = 2$:

$$\Gamma_{\ell=2} = \Gamma \left(\frac{E_d}{E_r} \right)^{5/2} \frac{2E_r}{E_r + E_d} \frac{9 + 6\mu E_r R^2 / \hbar^2 + (2\mu E_r R^2 / \hbar^2)^4}{9 + 6\mu E_d R^2 / \hbar^2 + (2\mu E_d R^2 / \hbar^2)^4} \quad (3.26)$$

Ces distributions seront introduites dans notre code de simulation, afin d'interpréter les distributions expérimentales.

3.3 Simulation

Il est indispensable de recourir à des programmes de simulation dans le but de tenir compte de l'effet du dispositif sur les mesures et d'interpréter correctement les résultats expérimentaux. En effet, le dispositif expérimental utilisé est complexe et ne couvre pas tout l'espace. Il est donc nécessaire de simuler la réponse du dispositif et la réaction. Notre simulation permet de générer des événements qui seront analysés de la même façon que les données expérimentales, ainsi que de faire varier librement les différents paramètres afin de retrouver les valeurs des observables calculées à partir des données.

La simulation utilisée est un code Monte-Carlo écrit en FORTRAN, reproduisant le plus fidèlement possible la réaction de cassure du ^{15}B , la décroissance d'un système non lié en fragment et neutron, et le dispositif expérimental (géométrie, résolution, efficacité).

La base de cette simulation étant bien entendu la décroissance $^A_Z X \rightarrow ^A_Z X + n$, supposée isotrope dans le référentiel du centre de masse (CM) du système non lié ($^A_Z X$). L'énergie de décroissance E_d , correspondant à l'énergie disponible au partage entre le neutron et le fragment chargé, est tirée aléatoirement suivant la distribution choisie (paragraphe 3.2). L'impulsion dans le centre de masse est donnée par :

$$p_{CM} = \frac{\sqrt{[E_X^2 - (M_n + M_f)^2][E_X^2 - (M_n - M_f)^2]}}{2E_X} \quad (3.27)$$

avec $E_X = E_d + M_f + M_n$ et M_n , M_f , la masse du neutron et du fragment chargé en MeV/c^2 . Les impulsions des neutrons et fragments doivent être exprimées dans le laboratoire afin de pouvoir envoyer ces derniers vers les détecteurs.

Il nous faut dans un premier temps passer du centre de masse vers le référentiel lié au projectile (schéma 3.2). Dans ce repère, le moment transféré par la cible au système ${}^{A+1}_Z\text{X}$ lors de la réaction [Gol74] est pris en compte. Les trois composantes de l'impulsion $\vec{p}_{{}^{A+1}_Z\text{X}}$ du noyau non lié ${}^{A+1}_Z\text{X}$ sont tirées aléatoirement suivant des distributions gaussiennes dont la largeur est donnée par le modèle de fragmentation de Goldhaber :

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{\frac{A_F(A_P - A_F)}{A_P - 1}} \quad (3.28)$$

où A_P est la masse du projectile, A_F celle du système ${}^{A+1}_Z\text{X}$ et σ_0 vaut environ 90 MeV/c pour des réactions à haute énergie avec des faisceaux stables, mais pour des noyaux légers riches en neutrons il s'est avéré préférable de diminuer cette valeur de façon à bien reproduire les moments transverse et parallèle. La vitesse du centre de masse par rapport au projectile $\beta_{{}^{A+1}_Z\text{X}}$ est calculée à partir de l'impulsion $\vec{p}_{{}^{A+1}_Z\text{X}}$ et de l'énergie $E_{{}^{A+1}_Z\text{X}}$ du système non lié par la relation $\beta = \frac{\vec{p}}{E}$.

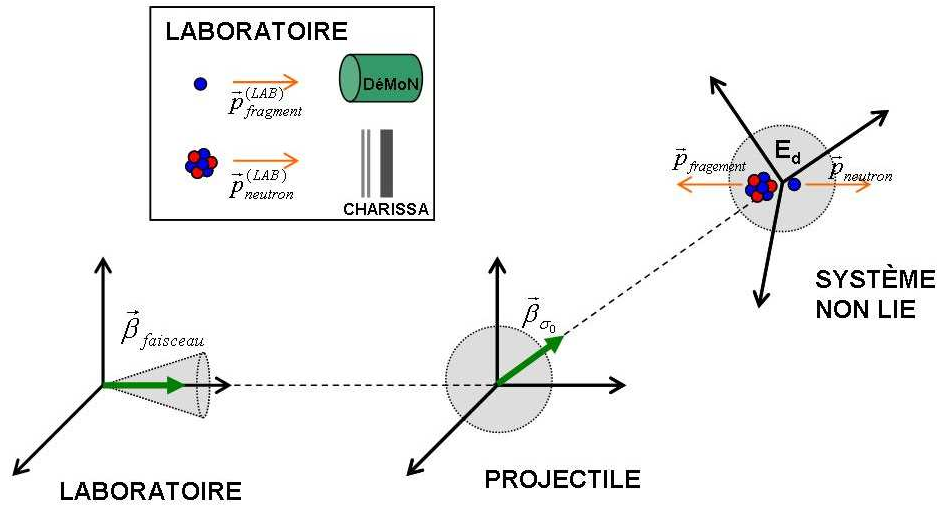


FIG. 3.2 – Schéma de passage du référentiel du centre de masse du système non lié vers le référentiel du laboratoire.

La seconde transformation consiste à passer du référentiel lié au projectile à celui du laboratoire en utilisant l'énergie du faisceau corrigée de l'énergie perdue dans la demi-cible (schéma 3.2). La vitesse est celle du projectile au moment de la réaction. Pour la calculer, l'énergie du noyau incident est tirée aléatoirement selon une gaussienne centrée autour de l'énergie faisceau dont la largeur a été mesurée expérimentalement. La cible étant mince, la profondeur de la réaction est tirée aléatoirement selon une distribution plate et la perte d'énergie du faisceau dans la cible avant réaction est alors calculée à l'aide du code LISE++. On déterminera de la même manière l'énergie perdue par le fragment dans la seconde moitié de la cible.

Les impulsions du neutron et du fragment peuvent maintenant être calculées dans le laboratoire, puis convoluées avec les résolutions expérimentales des diffé-

rents détecteurs : résolution en temps de vol de DéMoN pour le neutron, résolution en position et en énergie du télescope CHARISSA. L'efficacité de détection du télescope est supposée être de 100%. Le neutron ne sera retenu que dans le cas où son vecteur implusion pointe vers la face d'entrée d'un des modules. Une correction a d'ailleurs été apportée au rayon réel des modules DéMoN. En effet afin de mimer la perte d'efficacité intrinsèque d'un module lorsqu'un neutron ne traverse qu'une partie du volume scintillant [Lec02], on considère un rayon effectif R_{eff} plus faible, à savoir 93% du rayon réel des modules (soit $\sim 7,45$ cm). Il faut également prendre en compte l'effet de l'absorption et de la diffusion des neutrons par la chambre à réaction et le télescope dont le taux représente approximativement 10% [Lab99a]. La courbe d'efficacité des modules en fonction de l'énergie du neutron (figure 2.25) sera alors utilisée pour calculer la probabilité de détection du neutron. Puis grâce à un tirage aléatoire selon la méthode de la chaîne, le neutron sera détecté ou non.

Après toutes ces étapes, la simulation donne les moments du fragment et du neutron détectés en coïncidence. Nous stockons alors les événements retenus exactement de la même manière que pour les données expérimentales. Dans le but de vérifier la fiabilité et d'estimer les incertitudes du code de simulation utilisé, les résultats obtenus sont comparés à ceux obtenus par le code de simulation BELZEBUTH [Lec02] pour la réaction $C(^{15}B, ^6He+n)X$. Nous regarderons plus particulièrement l'efficacité (figure 3.3) et la résolution (figure 3.4) en énergie de décroissance du dispositif expérimental, qui sont les deux grandeurs importantes pour l'interprétation des données.

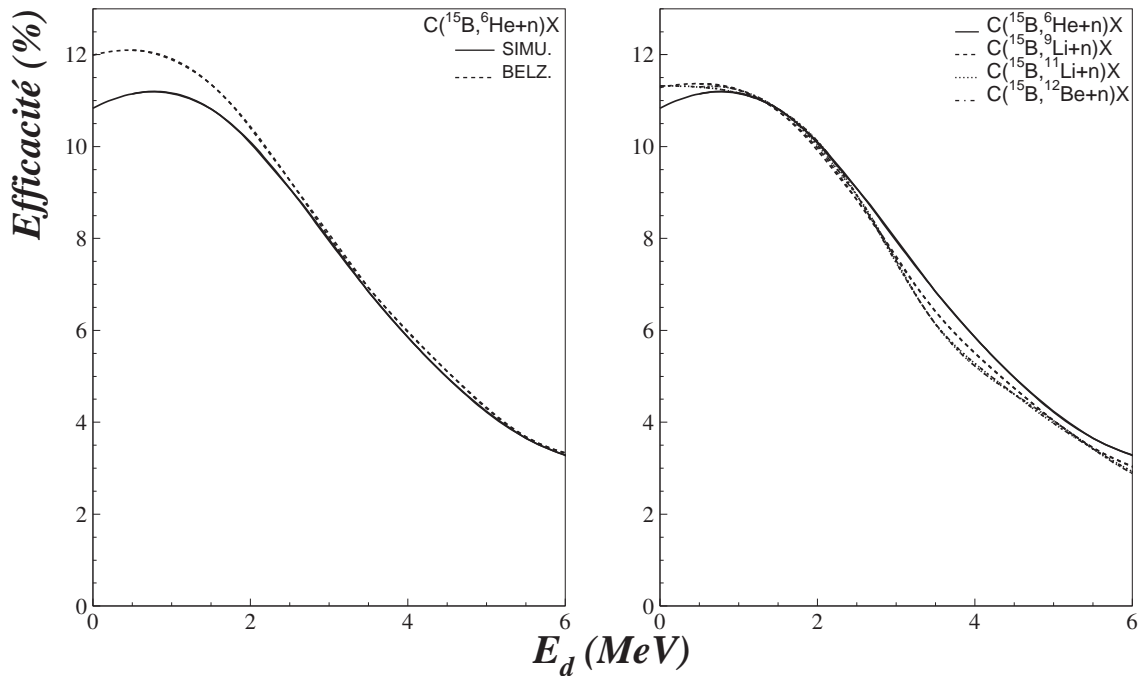


FIG. 3.3 – Efficacité du dispositif expérimental en énergie de décroissance simulée de $l^{77}He$ pour la réaction $C(^{15}B, ^6He+n)X$ (à gauche), et de tous nos systèmes d'intérêt (à droite).

L'efficacité du dispositif expérimental est directement liée à l'efficacité de détection des neutrons dans DéMoN (d'environ 30% géométrique et 30% intrinsèque). Afin de calculer l'efficacité en fonction de l'énergie de décroissance, cette dernière est tirée aléatoirement sur une distribution plate entre 0 et 10 MeV. La masse invariante et l'énergie de décroissance sont reconstruites événement par événement de la même manière que pour les données expérimentales (paragraphe 3.1). Le quotient de la distribution obtenue par la distribution initiale (plate) fournit l'efficacité en énergie de décroissance de l'ensemble du dispositif expérimental.

La figure 3.3 gauche présente la comparaison entre l'efficacité obtenue pour la réaction $C(^{15}\text{B}, ^6\text{He}+n)X$ par notre simulation et celle de BELZEBUTH. L'accord entre les deux est bon même si notre simulation reproduit une baisse d'efficacité à basse énergie que BELZEBUTH ne prédit pas. La figure 3.3 droite correspond à l'efficacité du dispositif expérimental pour chaque voie de réaction obtenue avec notre simulation. Nous pouvons remarquer qu'il n'y a aucune variation brusque de cette dernière qui diminue de manière continue avec l'énergie augmentant, ce qui exclut tout risque de structures artificielles. L'augmentation de l'énergie de décroissance ayant pour effet de défocaliser les neutrons par rapport à l'axe du faisceau, la baisse de l'efficacité en fonction de l'énergie de décroissance s'explique donc par l'ouverture angulaire limitée du détecteur DéMoN.

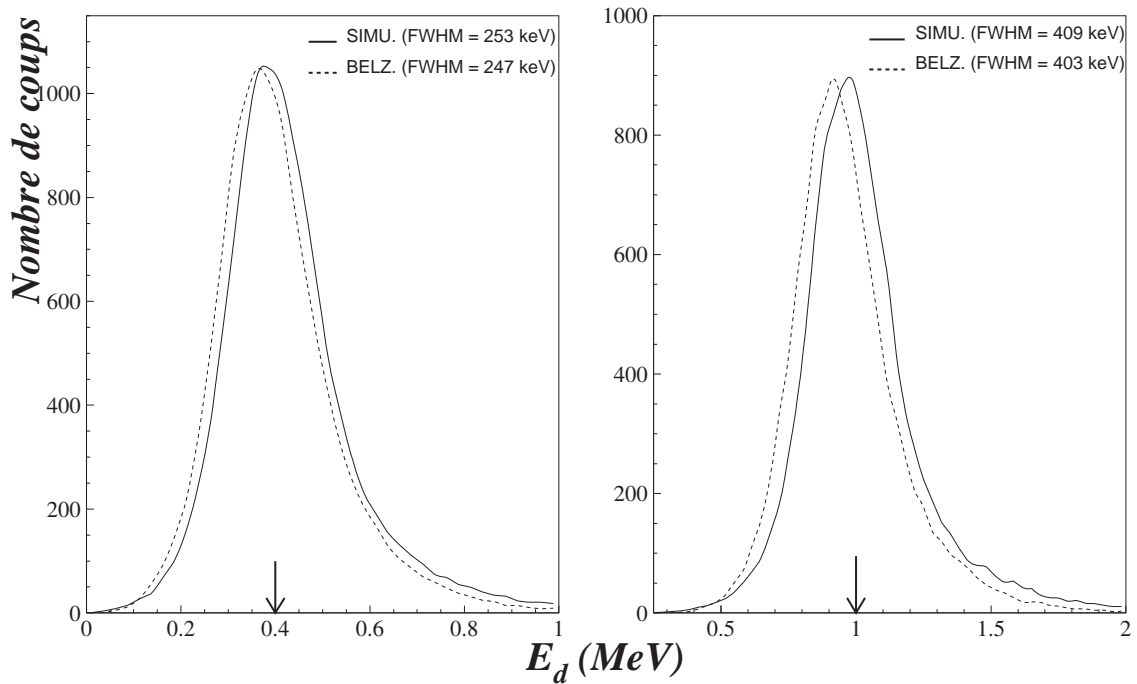


FIG. 3.4 – Résolution du dispositif expérimental pour une énergie de décroissance de $l^7\text{He}$ de 0,4 (à gauche) et 1 MeV (à droite), simulée pour la réaction $C(^{15}\text{B}, ^6\text{He}+n)X$.

La figure 3.4 s'intéresse aux résolutions en énergie de décroissance et elle représente les distributions obtenues en sortie du dispositif si nous plaçons en entrée une

fonctionnelle de Dirac pour $E_d=0,4$ et 1 MeV. La principale contribution de la résolution en énergie vient de la résolution en angle du neutron détecté due à la taille de chaque module et leur répartition. Une discussion sur l'origine des différentes contributions à la résolution en énergie de décroissance totale est présentée dans la thèse de Lecouey [Lec02].

Les deux spectres présentés sur la figure 3.4 sont presque identiques, avec des largeurs assez voisines. La dégradation de la résolution à mesure que l'énergie de décroissance augmente est illustrée de manière plus systématique à la figure 3.5.

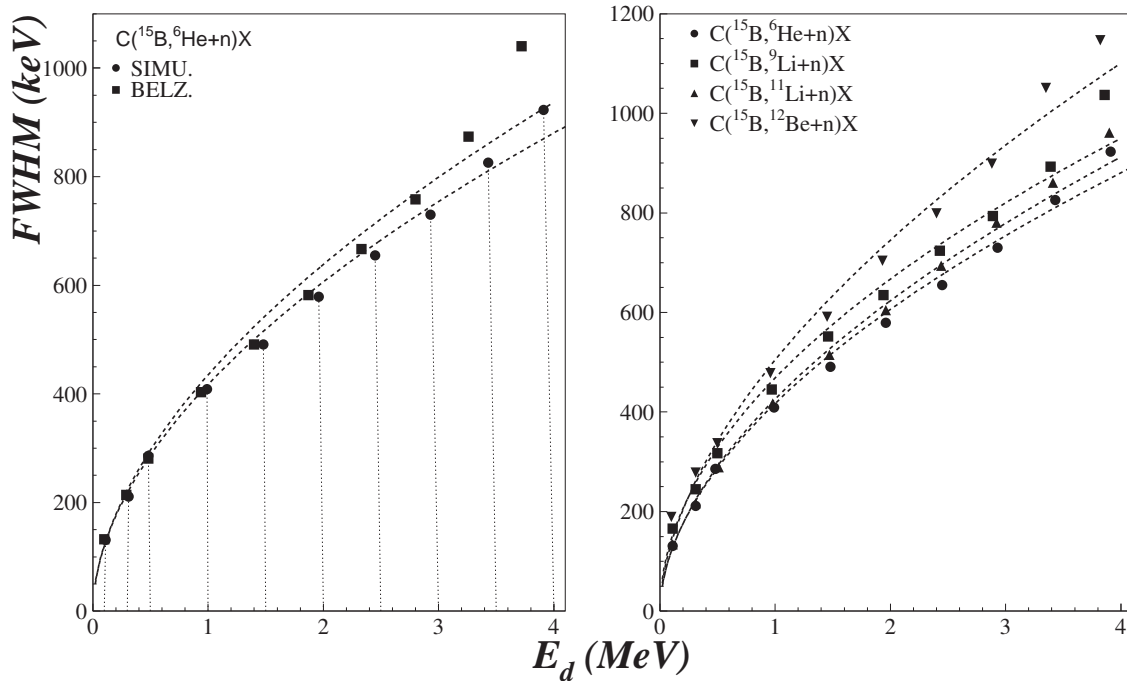


FIG. 3.5 – Résolution en énergie de décroissance du dispositif expérimental pour la réaction $C(^{15}\text{B}, ^6\text{He}+n)X$. Les courbes en trait discontinu correspondent à un ajustement de la forme $y = a\sqrt{x}$ aux résultats de la simulation ($a(^7\text{He}) = 0,420 \text{ MeV}^{1/2}$). Les droites en pointillés connectent les résultats de la simulation sur $l^7\text{He}$ aux valeurs introduites dans la simulation.

Quelle que soit la réaction considérée, le comportement est le même, et la forme de la résolution en fonction de l'énergie de décroissance est approximativement proportionnelle à $\sqrt{E_d}$. Cela apparaît directement si nous regardons l'expression non relativiste de E_d dans le cas d'un neutron ($E_d = \frac{1}{2}\mu v_{rel}^2$).

Toutes ces validations par comparaison avec le code de simulation BELZEBUTH sont positives, mais pour s'assurer définitivement que la calibration des détecteurs, les programmes de simulation et d'analyse sont fiables, il est important et plus convaincant de comparer nos données à des systèmes et/ou résonances bien connus.

3.4 Statistiques

La sélection de chaque fragment a été faite à partir de la projection PID des spectres d'identification en coïncidence avec un neutron d'énergie supérieure à 11 MeV. Une coupure supplémentaire sur le spectre $\Delta E_{Si_1} - \Delta E_{Si_2}$ a été imposée pour s'affranchir des événements parasites (paragraphe 2.6.3). La figure 3.6 représente la sélection du ^{12}Be à partir de coupures circulaires dans le spectre PID bidimensionnel (figure 2.23 droite), ainsi que la matrice $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$ pour cet ion tenant compte des critères de sélection énoncés. Le nombre d'événements exploitables pour chaque réaction figure dans le tableau 3.1.

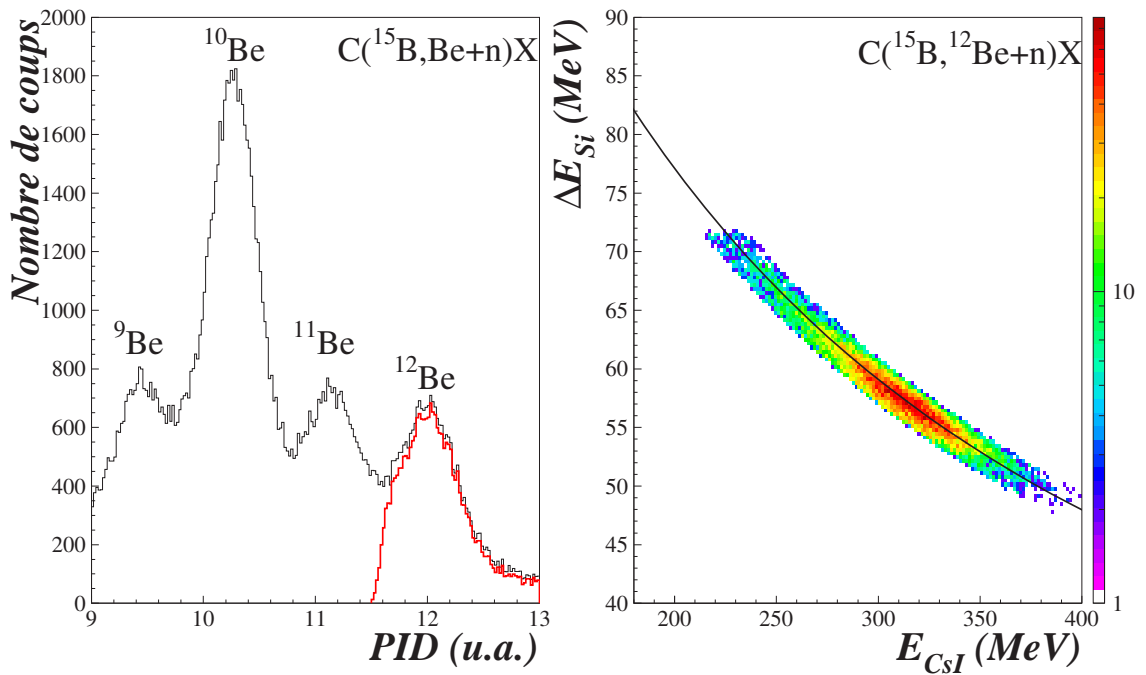


FIG. 3.6 – A gauche, sélection des isotopes de Be. Le spectre représente le résultat de la projection PID, en coïncidence avec un neutron dans DéMoN, et celui en trait épais rouge résulte de la sélection bidimensionnelle (figure 2.23) du ^{12}Be pour la réaction $\text{C}(^{15}\text{B}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$. A droite, spectre final $\Delta E - E$ du ^{12}Be obtenu en coïncidence avec un neutron. La ligne correspond à la courbe théorique pour le ^{12}Be .

Réaction	Nombre d'événements
$\text{C}(^{15}\text{B}, ^6\text{He}+n)\text{X}$	9650
$\text{C}(^{15}\text{B}, ^9\text{Li}+n)\text{X}$	13572
$\text{C}(^{15}\text{B}, ^{11}\text{Li}+n)\text{X}$	546
$\text{C}(^{15}\text{B}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	19176
$\text{C}(^{15}\text{B}, ^{12}\text{Be}+n+n)\text{X}$	490

TAB. 3.1 – Nombre d'événements exploitables de coïncidence fragment-neutron.

3.5 Neutrons

3.5.1 Spectre en énergie

L'énergie des neutrons retenus pour l'analyse mesurée par temps de vol (équation 2.19) pour chaque voie de réaction est présentée sur la figure 3.7. Les distributions sont centrées aux environs de l'énergie faisceau à mi-cible (ligne pointillée sur la courbe), indiquant une sélection propre des événements fragment-neutron.

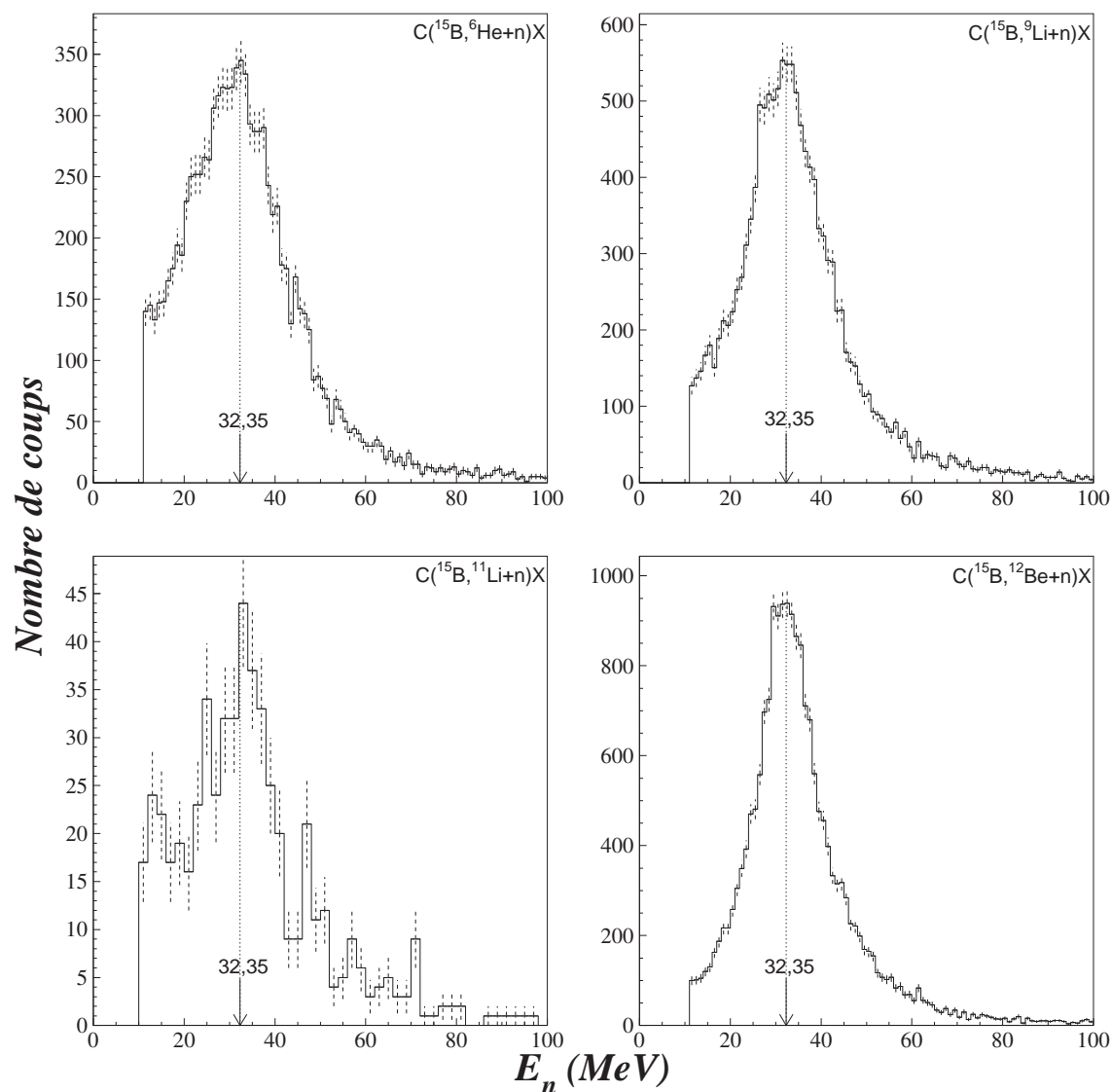


FIG. 3.7 – Spectres en énergie des neutrons issus des différentes réactions, détectés en coïncidence avec les fragments chargés ^6He , $^9,^{11}\text{Li}$ et ^{12}Be . La valeur au-dessus des flèches indique l'énergie à mi-cible du faisceau de ^{15}B en MeV.

3.5.2 Distributions angulaires

La distribution angulaire des neutrons détectés en coïncidence avec un fragment chargé dans le télescope est un paramètre important qui permet de prévoir la forme du spectre en énergie de décroissance, ainsi que d'estimer la section efficace totale.

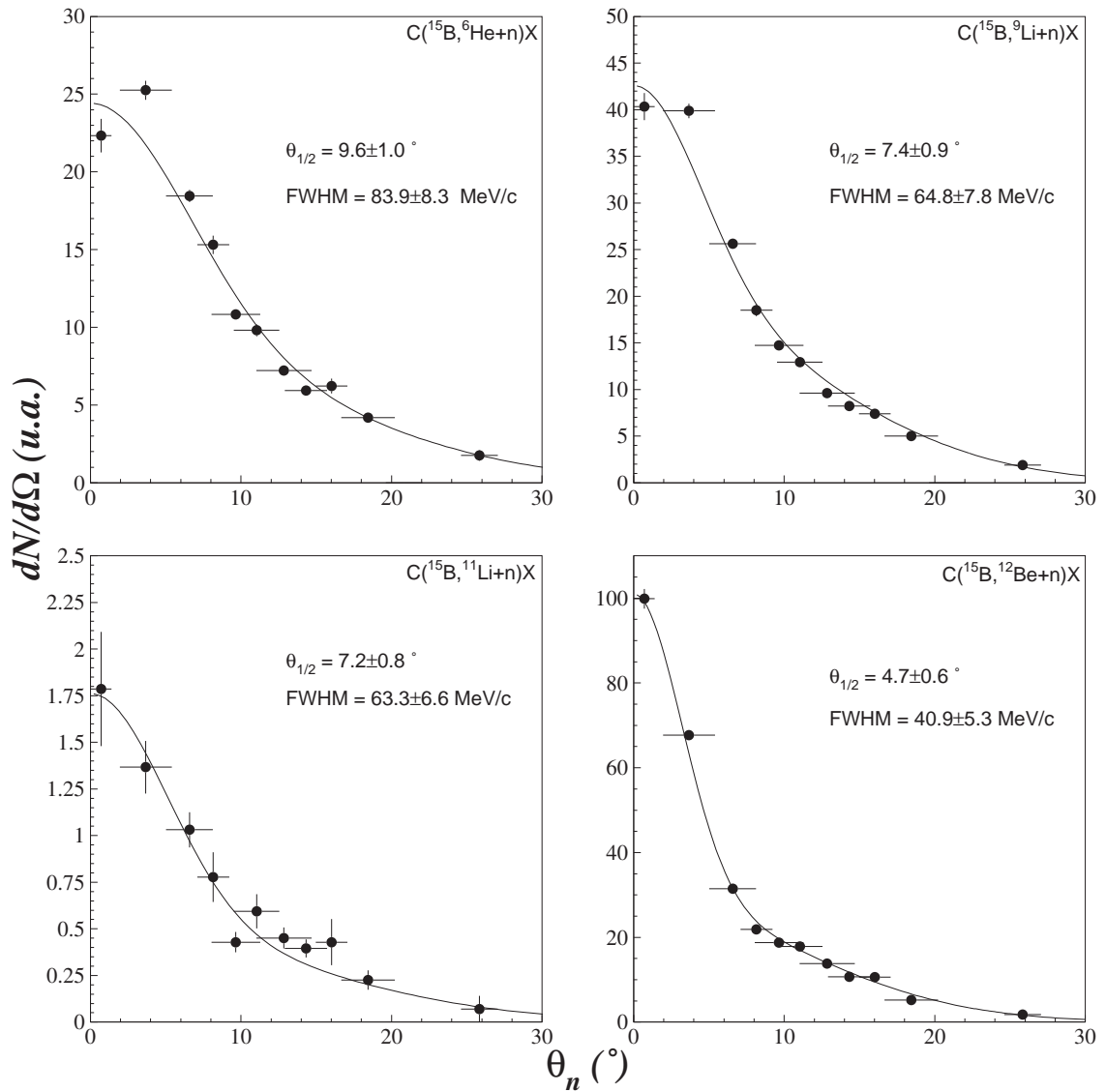


FIG. 3.8 – Distributions angulaires des neutrons, issus des différentes réactions, détectés en coïncidence avec les fragments chargés ^6He , $^9,^{11}\text{Li}$ et ^{12}Be . L'angle noté $\theta_{1/2}$ et FWHM correspondent à la largeur à mi-hauteur des courbes ajustées aux données en degrés et MeV/c respectivement.

Elle correspond au rapport du nombre d'événements détectés pour chaque module, corrigé de l'efficacité intrinsèque du détecteur, N et de l'angle solide couvert

par le détecteur $d\Omega$:

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{Nd^2}{\pi R_{eff}^2} \quad (3.29)$$

avec πr^2 la surface du module, r son rayon effectif R_{eff} , et d la distance cible-détecteur. Les distributions angulaires $\frac{dN}{d\Omega}$ des neutrons détectés en coïncidence avec les fragments ${}^6\text{He}$, ${}^{9,11}\text{Li}$ et ${}^{12}\text{Be}$, présentées à la figure 3.8, ont été obtenues en regroupant les modules DéMoN d'angles voisins. Les différentes distributions ont été ajustées en utilisant une fonction, somme de deux gaussiennes.

La distribution angulaire étant équivalente à la distribution en moment transverse des neutrons [Lab99a], il est possible de convertir la largeur à mi-hauteur en angle $\theta_{1/2}$ en MeV/c par la relation :

$$FWHM = 2p_0 \tan(\theta_{1/2}) \quad (3.30)$$

où p_0 est l'impulsion moyenne par nucléon du faisceau à mi-cible ($p_0 \approx 250 \text{ MeV}/c$). Cette conversion permet de s'affranchir de la dépendance de la distribution en fonction de l'énergie du faisceau.

L'étroitesse de la largeur des distributions peut nous laisser penser que la forme du spectre en énergie de décroissance correspondant devrait voir la statistique concentrée à basse énergie. La distribution angulaire des neutrons étant plus large pour l' ${}^6\text{He}$ que pour le ${}^{12}\text{Be}$, on s'attend donc à ce que le spectre en énergie de décroissance soit plus étalé pour le premier.

Enfin, à partir des distributions angulaires, il est possible d'estimer la section efficace totale σ de chaque voie de réaction tout en prenant en compte l'efficacité du dispositif grâce à la formule suivante :

$$\sigma = 2\pi k \int \frac{dN}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad k = \frac{Mc_1c_2}{N_iN_Ax\rho} \quad (3.31)$$

avec M la masse molaire de la cible en mg/mol , ρ sa densité en mg/cm^2 , x son épaisseur, N_A le nombre d'Avogadro, N_i le nombre de noyaux incidents, c_1 le coefficient permettant de prendre en compte la perte de statistique due aux sélections pour identifier correctement les noyaux, et c_2 le coefficient tenant compte de l'efficacité des chambres à dérive. Ces estimations sont regroupées dans le tableau 3.2.

Réaction	σ (mb)
$\text{C}({}^{15}\text{B}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$	~ 2
$\text{C}({}^{15}\text{B}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$\sim 2,8$
$\text{C}({}^{15}\text{B}, {}^{11}\text{Li}+n)\text{X}$	$\sim 0,1$
$\text{C}({}^{15}\text{B}, {}^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	$\sim 4,6$

TAB. 3.2 – Sections efficaces estimées à partir de la distribution angulaire de neutrons.

3.6 Système cœur-neutron

Avant de s'intéresser à l'énergie de décroissance des systèmes non liés étudiés, il est utile d'examiner les spectres bruts de la vitesse relative fragment-neutron, et des moments parallèle et transverses afin de s'assurer de la validité de notre calibration.

3.6.1 Vitesse relative

Les distributions en vitesse relative ($v_n - v_f$) sont attendues pour être à peu près centrées en zéro, et un écart conséquent pourrait signer une mauvaise évaluation systématique de la vitesse du fragment ou du neutron mis en jeu, entraînée par une sur- ou sous-estimation des moments de l'une ou de ces deux particules.

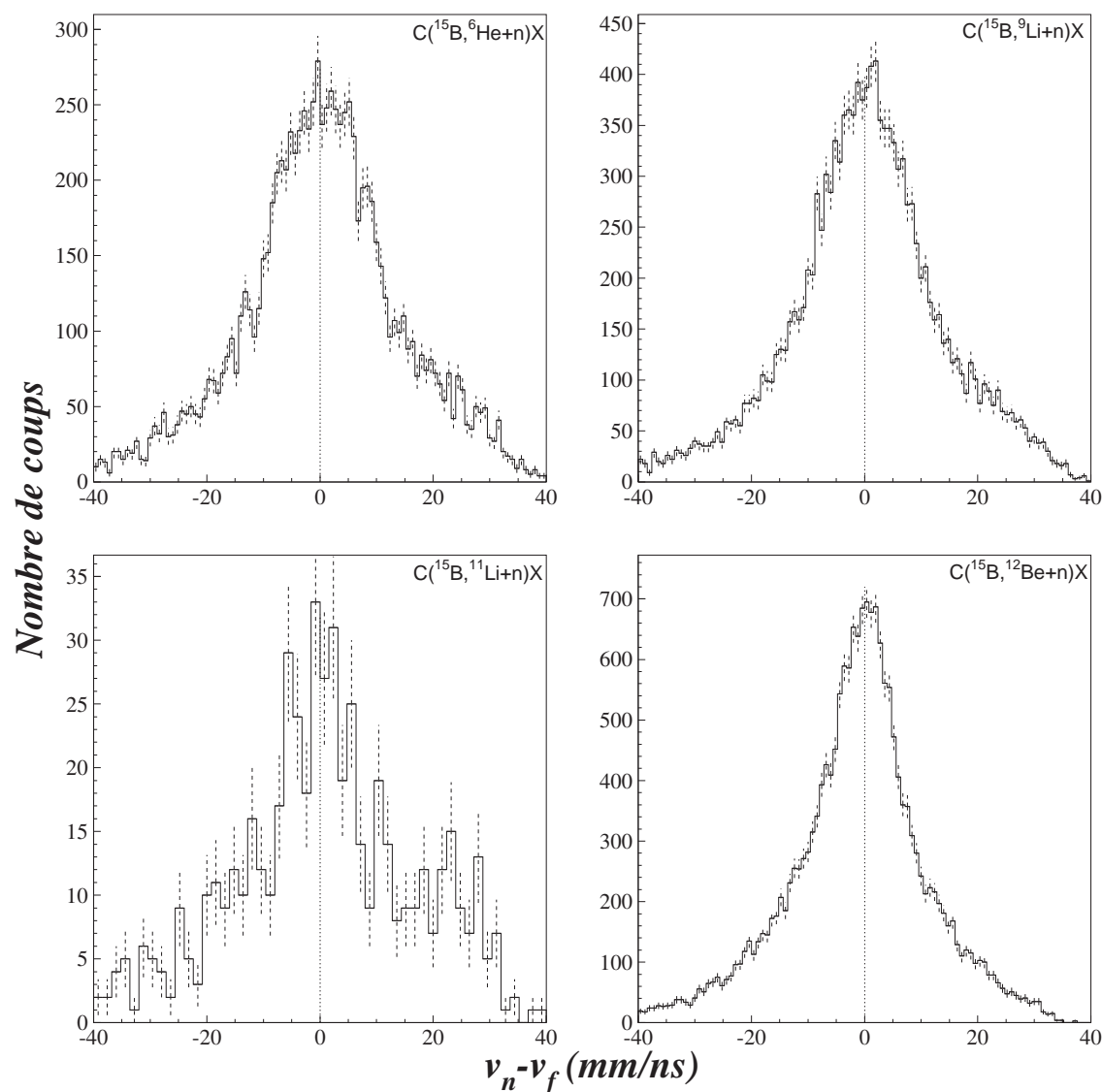


FIG. 3.9 – Spectres en vitesse relative $^6\text{He}-n$, $^9\text{Li}-n$, $^{11}\text{Li}-n$ et $^{12}\text{Be}-n$ pour la réaction de cassure du ^{15}B . Les barres d'erreurs sont d'origine statistique.

$$\beta_{f/n} = \sqrt{\left(\frac{p_{x_{f/n}}}{E_{tot_{f/n}}}\right)^2 + \left(\frac{p_{y_{f/n}}}{E_{tot_{f/n}}}\right)^2 + \left(\frac{p_{z_{f/n}}}{E_{tot_{f/n}}}\right)^2} \quad v_{f/n} = \beta_{f/n}c$$

Comme le présente la figure 3.9, les distributions obtenues pour les quatre voies de réaction d'intérêt ne présentent aucun décalage significatif par rapport à zéro, accréditant de ce fait la cohérence de l'étalonnage du télescope CHARISSA et du détecteur DéMoN.

3.6.2 Moments perpendiculaire et parallèle

La détection en coïncidence du fragment chargé et du neutron, ainsi que la mesure conjointe de leur moment cinétique, nous permet de reconstruire les composantes perpendiculaires ($p_{x_{n+f}}$ et $p_{y_{n+f}}$) et parallèle ($p_{z_{n+f}}$) du moment des systèmes non liés. Les distributions en moments transverses, si elles sont correctes, doivent être centrées en zéro, et celles en moment parallèle sont attendues pour avoir comme valeur centrale le produit du nombre de nucléons du système non lié et du moment par nucléon à mi-cible du noyau incident (soit ≈ 250 MeV/ c). Les figures 3.10 et 3.11 montrent respectivement les distributions en $p_x(n+f)$, moment perpendiculaire à l'axe du faisceau, et $p_z(n+f)$, moment parallèle à l'axe du faisceau. Ces dernières sont conformes aux prédictions et cet accord vient renforcer le test des procédures d'étalonnage.

La forme et la largeur de ces distributions en moments nous permettra également par la suite d'estimer le moment transféré au noyau non lié lors de la cassure du faisceau (équation 3.28) qui sera pris en compte dans la simulation afin de reproduire au mieux les données expérimentales (paragraphe 3.3).

3.6.3 Energie de décroissance

L'énergie de décroissance, obtenue à partir de la reconstruction cinématique (paragraphe 3.1) de chaque événement pour nos quatre voies de réaction d'intérêt, est représentée sur la figure 3.12. Il apparaît, pour chaque noyau, une structure clairement discernable et dissociable.

La forme du spectre de ${}^6\text{He}+n$ est marquée par un pic très net aux alentours de 400 keV, vraisemblablement dû au peuplement de l'état fondamental résonant bien connu de ${}^7\text{He}$ ($J^\pi=3/2^-$, $E_r=440$ keV et $\Gamma=160$ keV). Pour le ${}^9\text{Li}+n$, le spectre semble présenter deux structures très proches, l'une vers 100-200 keV qui pourrait être un état s virtuel, et l'autre aux alentours de 500 keV qui pourrait correspondre à une résonance. Le ${}^{11}\text{Li}+n$, malgré sa faible statistique semble montrer une structure très proche du seuil, qui pourrait être compatible avec un état s virtuel. Comme nous l'avons supposé, à l'étroitesse de la distribution angulaire des neutrons en coïncidence avec le ${}^{12}\text{Be}$ correspond bien une distribution en énergie de décroissance très près du seuil ${}^{12}\text{Be}+n$ (≈ 200 keV) et très étroite.

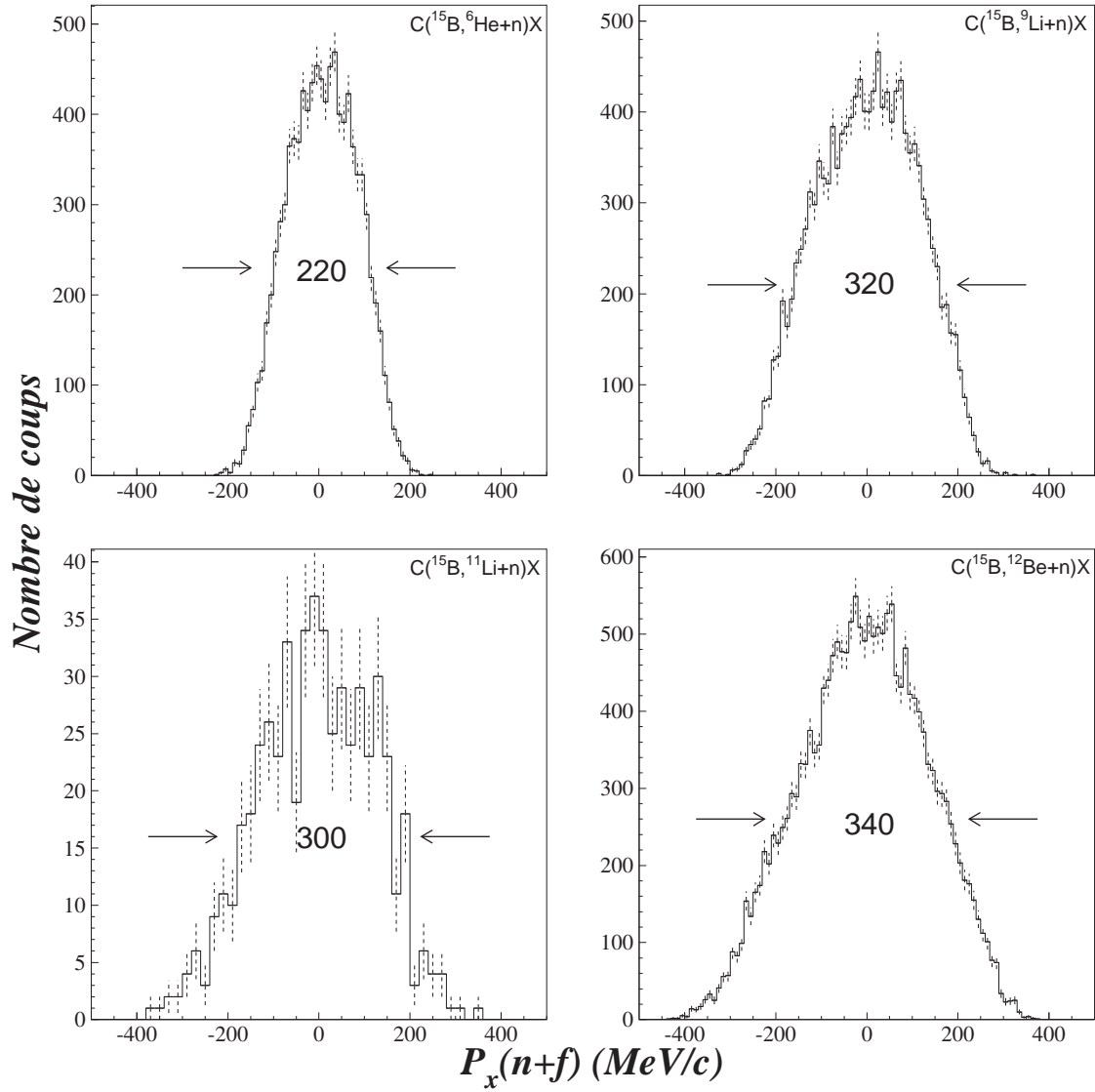


FIG. 3.10 – Distributions en impulsion transverse p_x des systèmes non liés ^7He , $^{10,12}\text{Li}$ et ^{13}Be pour la réaction de cassure du ^{15}B reconstruits à partir des impulsions du neutron et du fragment. La valeur entre les flèches est donnée à titre indicatif et indique la largeur à mi-hauteur observée de la distribution en MeV/c.

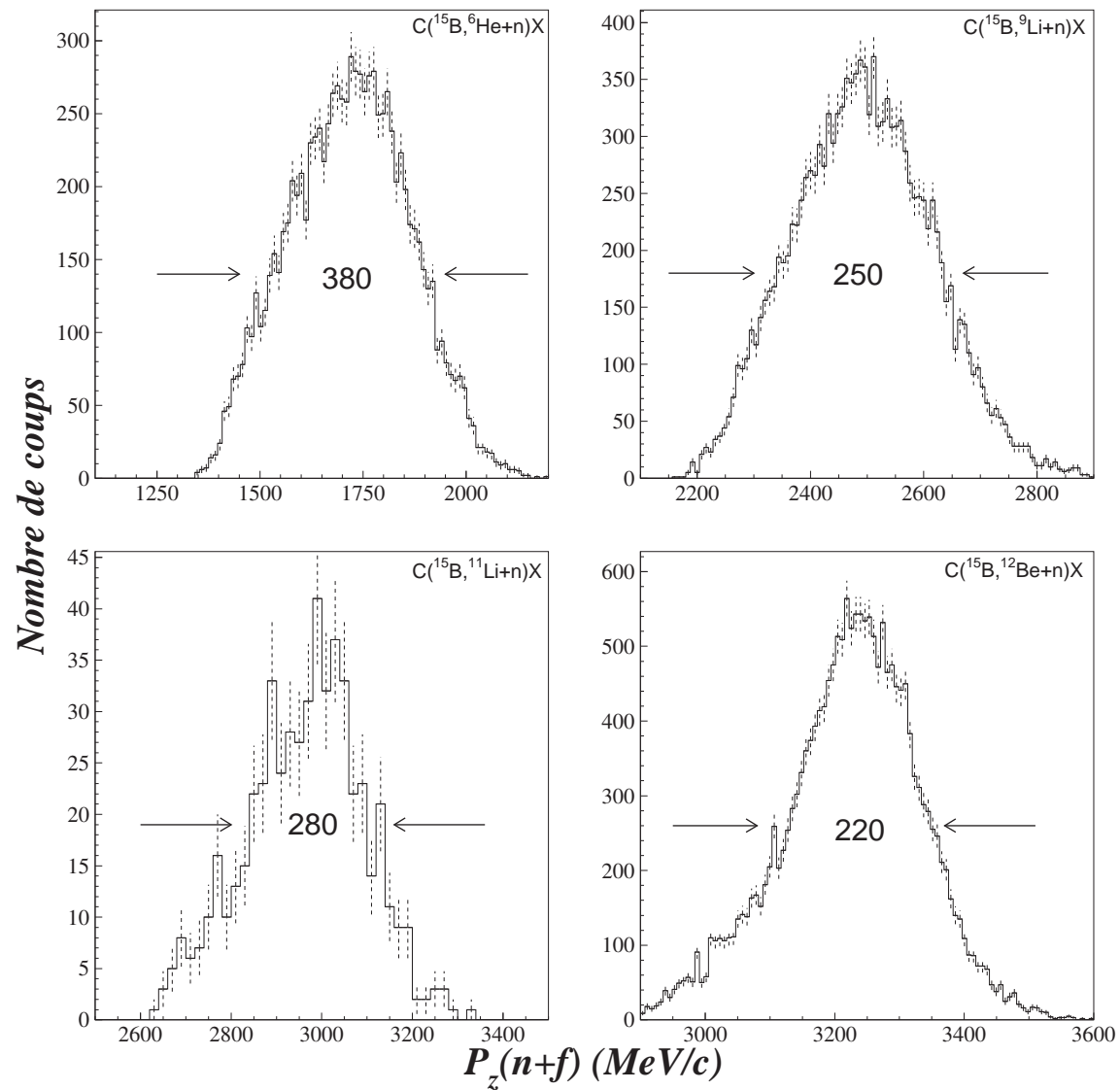


FIG. 3.11 – Distributions en impulsion parallèle p_z des systèmes non liés ^7He , $^{10,12}\text{Li}$ et ^{13}Be pour la réaction de cassure du ^{15}B reconstruits à partir des impulsions du neutron et du fragment. La valeur entre les flèches est donnée à titre indicatif et indique la largeur à mi-hauteur observée de la distribution en MeV/c.

Les spectres présentés ici sont bruts, ce qui signifie qu'ils ne sont pas corrigés de l'efficacité. Tous comportent des structures bien définies, qui ne sont pas le fait de la résolution ni de l'efficacité du dispositif, comme nous l'avions vu précédemment (paragraphe 3.3). En outre, le fait que ces spectres soient bruts signifie qu'ils incluent tous les événements fragment+neutron, or tous ces événements ne proviennent pas d'un état du système non lié. Après la cassure, même si un état du noyau non lié a été formé, le neutron que nous détectons en coïncidence avec le fragment chargé peut ne pas être celui impliqué dans la formation de cet état. Ce phénomène crée un fond important qui modifie voire masque les caractéristiques des états du système étudié qui ont été peuplés. Pour s'affranchir de ce problème de fond, nous emploierons une méthode de mélange d'événements.

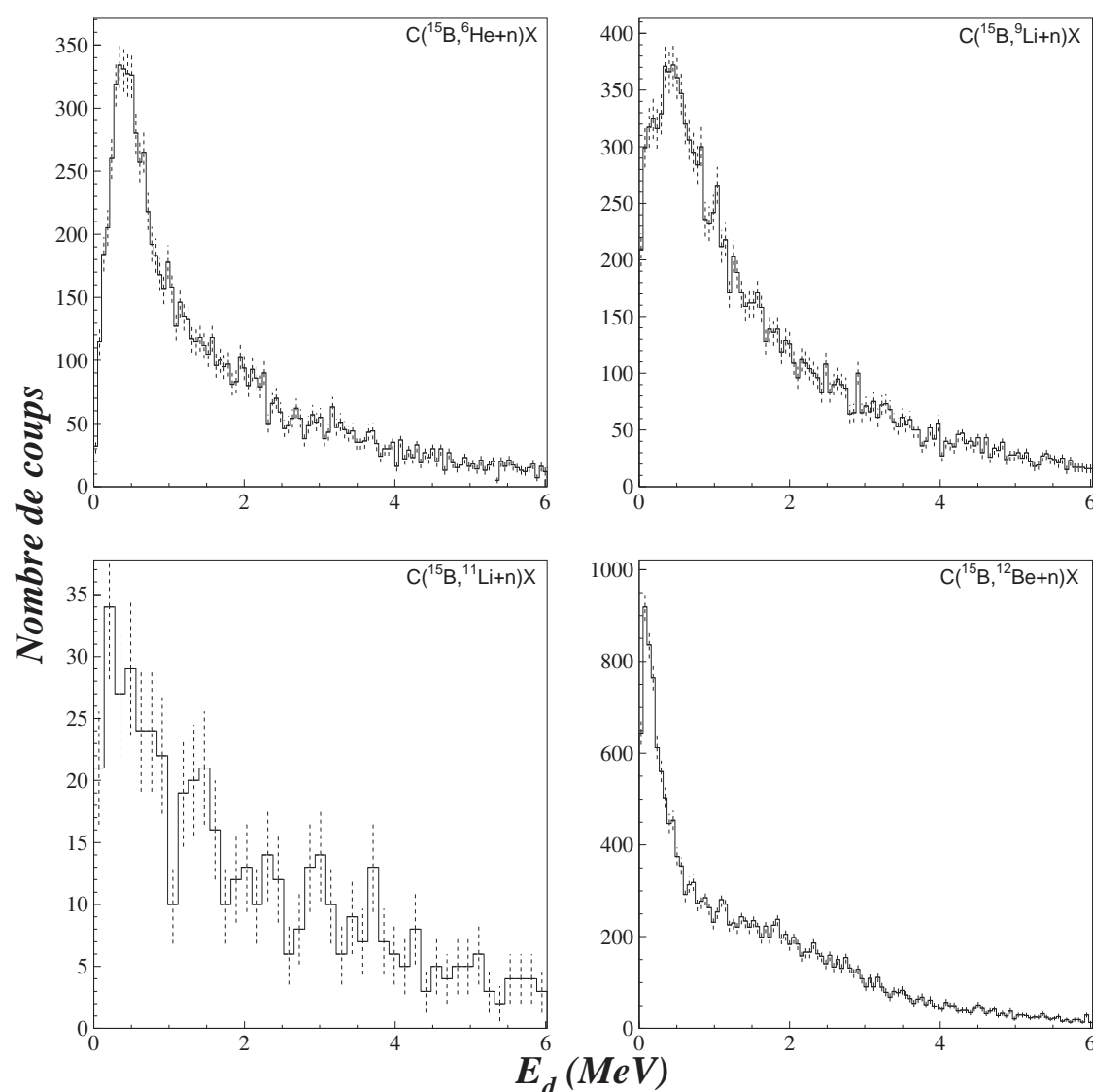


FIG. 3.12 – Spectres en énergie de décroissance des systèmes non liés $^6\text{He}-n$, $^9\text{Li}-n$, $^{11}\text{Li}-n$ et $^{12}\text{Be}-n$ pour la réaction de cassure du ^{15}B . Les barres d'erreurs sont d'origine statistique.

3.7 Fond non corrélé

3.7.1 Origine

Lors de la réaction de cassure du ^{15}B sur la cible, certaines paires fragment-neutron détectées peuvent former un fond non résonant. En effet, notre projectile, le ^{15}B , comporte dix neutrons, le télescope détecte un fragment qui n'en comporte que quatre dans le cas de l' ^6He , six dans le cas du ^9Li , et huit dans les cas du ^{11}Li et du ^{12}Be . Il y a alors respectivement six, quatre et deux neutrons libérés au cours de la réaction. L'unique neutron détecté dans DéMoN a donc une probabilité élevée de ne pas provenir de la décroissance de nos systèmes d'intérêt (schéma 3.13).

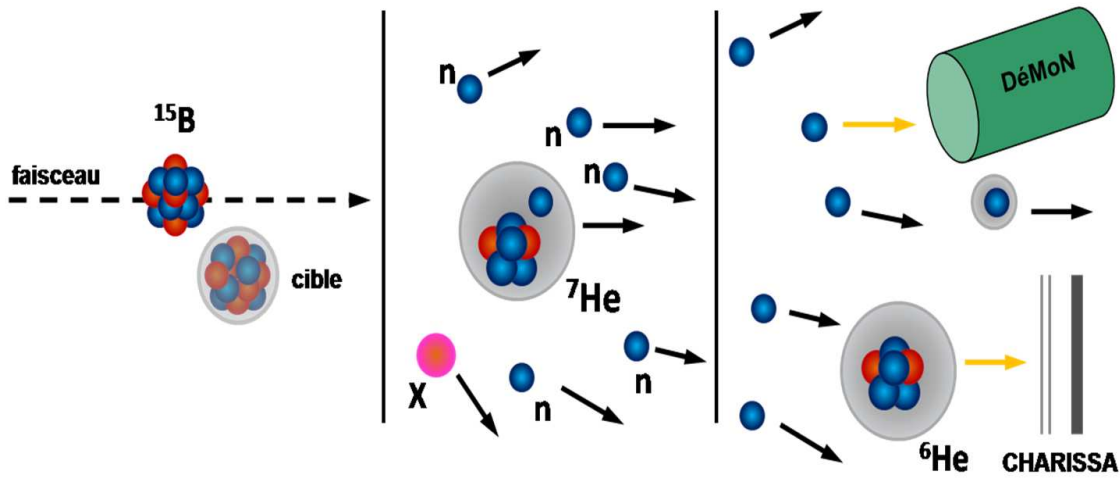


FIG. 3.13 – Origine des neutrons détectés en coïncidence avec un ^6He lors de la cassure du faisceau ^{15}B .

Comme l'énergie d'un tel neutron, ainsi que son angle d'émission, ne sont pas corrélés à ceux du fragment détecté en coïncidence, nous avons généré un fond non résonant obtenu par mélange itératif d'événements. Ainsi, il nous suffira d'ajouter ce fond à la distribution en énergie afin de pouvoir déterminer les caractéristiques des états du système non lié étudié.

3.7.2 Mélange d'événements

Pour modéliser ce fond non corrélé, nous utilisons une méthode de mélange itératif développé par Marqués [Mar00b] pour deux neutrons et par Lecouey [Lec02] pour un neutron et un fragment, qui consiste à isoler les effets des interactions entre les deux particules dans l'état final. L'objectif étant bien entendu d'extraire la partie non corrélée des données, c'est à dire les événements que nous aurions détectés s'il n'y avait aucune corrélation entre le fragment et le neutron, tout en prenant en compte l'acceptance du dispositif expérimental [Zaj84].

L'interaction entre le fragment et le neutron dans l'état final les laisse corrélés. Pour isoler ces effets, on peut construire la fonction de corrélation définie de la manière suivante :

$$C(\vec{p}_f, \vec{p}_n) = \frac{d^2n/d\vec{p}_f d\vec{p}_n}{(dn/d\vec{p}_f)(dn/d\vec{p}_n)} \quad (3.32)$$

où le numérateur est la distribution mesurée de deux particules de moment cinétique \vec{p}_f et \vec{p}_n , et le dénominateur est le produit de deux distributions en moment de particules indépendantes. Comme la formation d'états non liés se traduit par l'apparition de résonances en énergie de décroissance, il est possible de faire l'approximation suivante :

$$C(\vec{p}_f, \vec{p}_n) \approx C(E_d) \quad (3.33)$$

La technique consiste, à partir des couples fragment-neutron détectés (paires réelles), à créer plus de paires virtuelles en prenant aléatoirement un fragment d'un événement et un neutron d'un événement différent. Si l'échantillon initial est fortement corrélé, c'est à dire dans le cas d'une résonance à deux corps étroite présentant une forte corrélation énergétique (pour certaines valeurs de E_d) et angulaire (angle relatif fragment-neutron θ_{fn} dans le référentiel du centre de masse), après un seul mélange le fragment et le neutron pourront garder en mémoire une partie des corrélations initiales. Pour supprimer ces corrélations résiduelles, il nous faut utiliser une méthode itérative de mélange avec laquelle, après chaque itération, il est possible d'estimer cette corrélation résiduelle et de l'éliminer totalement une fois que les itérations convergent. Concrètement, à chaque paire virtuelle est attribué un poids sur l'énergie, inversement proportionnel aux corrélations moyennes du neutron de la paire avec tous les fragments des autres paires virtuelles, et à celle du fragment avec tous les autres neutrons. Ce poids est calculé à l'aide de la fonction de corrélation $C(E_d)$ suivante :

$$C^{(0)}(E_d) = \frac{N_{exp}(E_d)}{N_{mix}^{(0)}(E_d)} \quad (3.34)$$

où $N_{exp}(E_d)$ est la distribution en énergie de décroissance expérimentale mesurée et $N_{mix}^{(0)}(E_d)$ la distribution en énergie de décroissance des événements mélangés la première fois. A partir de $C^{(0)}(E_d)$, le poids de chaque paire virtuelle peut être calculé par :

$$\omega_{f_j n_i}^{(1)}(E_d) = \frac{1}{\langle C_{n_i}^{(0)} \rangle \langle C_{f_j}^{(0)} \rangle} \quad (3.35)$$

où :

$$\langle C_{n_i}^{(0)} \rangle = \frac{1}{N_{paires}} \sum_{k=1}^{N_{paires}} C^{(0)}(E_d[n_i, f_k]) \quad (3.36)$$

Il est difficile de traiter analytiquement les corrélations angulaires comme nous venons de le faire pour l'énergie de décroissance. Ces corrélations angulaires peuvent être lavées ou renforcées par le moment transféré au noyau non lié lors de la cassure du faisceau (équation 3.28). Il nous faut donc corriger au premier ordre en ajoutant un poids sur l'angle relatif selon la distribution expérimentale $\omega_{(exp)}(\theta_{fn})$. Pour des

données où ce poids serait plat (signature d'une absence de corrélations angulaires) alors cette approximation n'aurait aucune incidence et seul le poids sur l'énergie influencerait notre mélange d'événements 3.14.

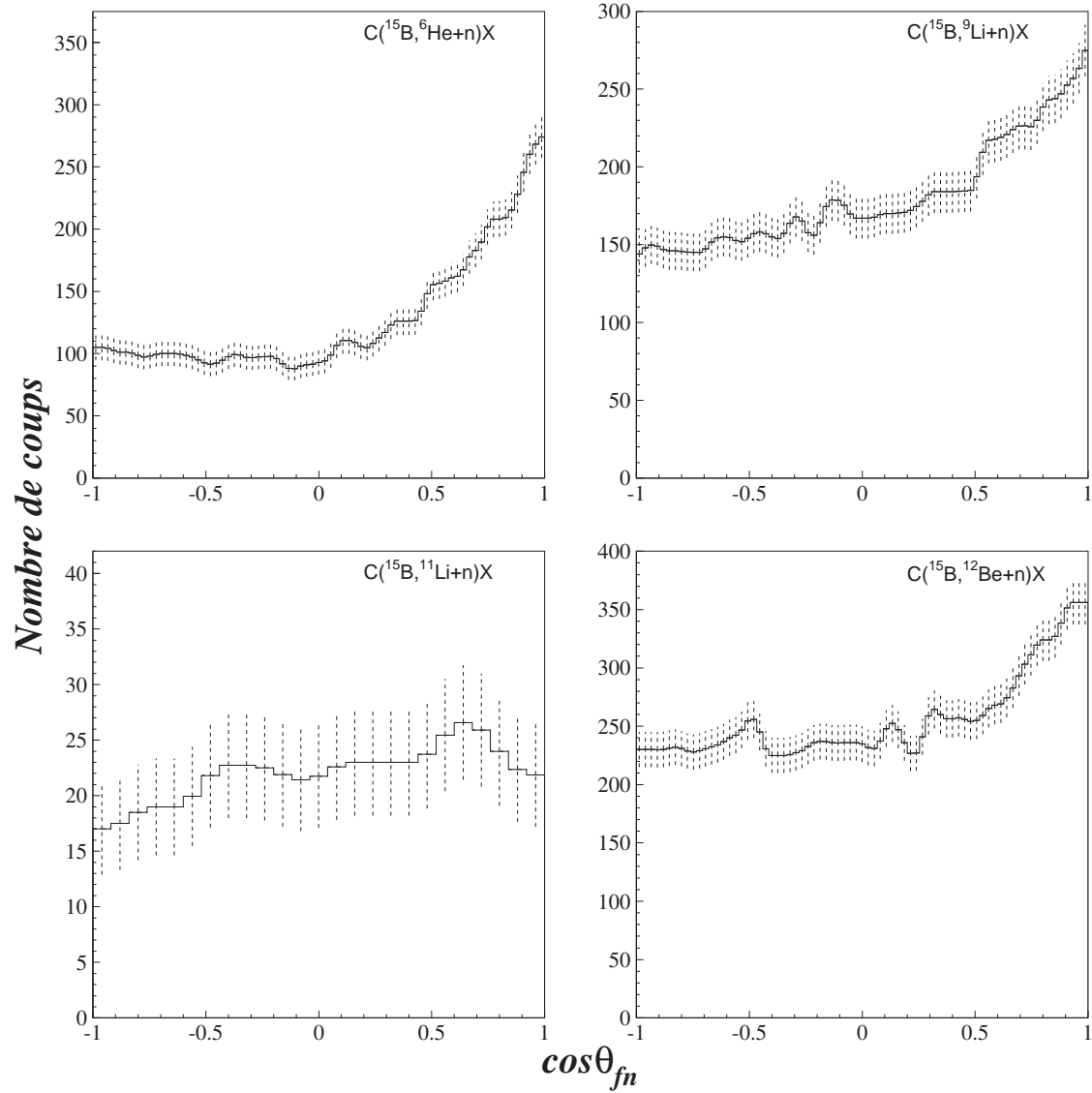


FIG. 3.14 – Distribution en angle relatif entre fragment et neutron dans le référentiel du projectile pour les différents systèmes non liés étudiés.

Il ne reste plus qu'à calculer le nouveau spectre en énergie de décroissance des paires virtuelles pondérées, et à recommencer en calculant avec cette nouvelle distribution $N_{mix}^{(1)}(E_d)$ puis $C^{(1)}(E_d)$ et ce jusqu'à atteindre la convergence du spectre en énergie de décroissance des paires virtuelles, ce qui se produit généralement en moins d'une dizaine d'itérations. Les fonds ont été normalisés en les ajustant aux données dans la région de haute énergie de décroissance où aucune structure n'est visible.

Les courbes obtenues par ce mélange sont relativement lisses du fait du grand nombre de paires utilisé, comme le montre la figure 3.15 où les courbes rouges en trait épais représentent le premier fond combinatoire et celles en trait épais noir celui obtenu après neuf itérations. Il est à noter que le fond diminue essentiellement là où nous attendons des états, donc à l'endroit où les corrélations sont les plus présentes. De plus, pour chaque voie de réaction, la forme du spectre brut et du fond combinatoire est différente, ce qui signifie que les structures obtenues comportent des corrélations qui ne peuvent pas être expliquées par un fond non corrélé.

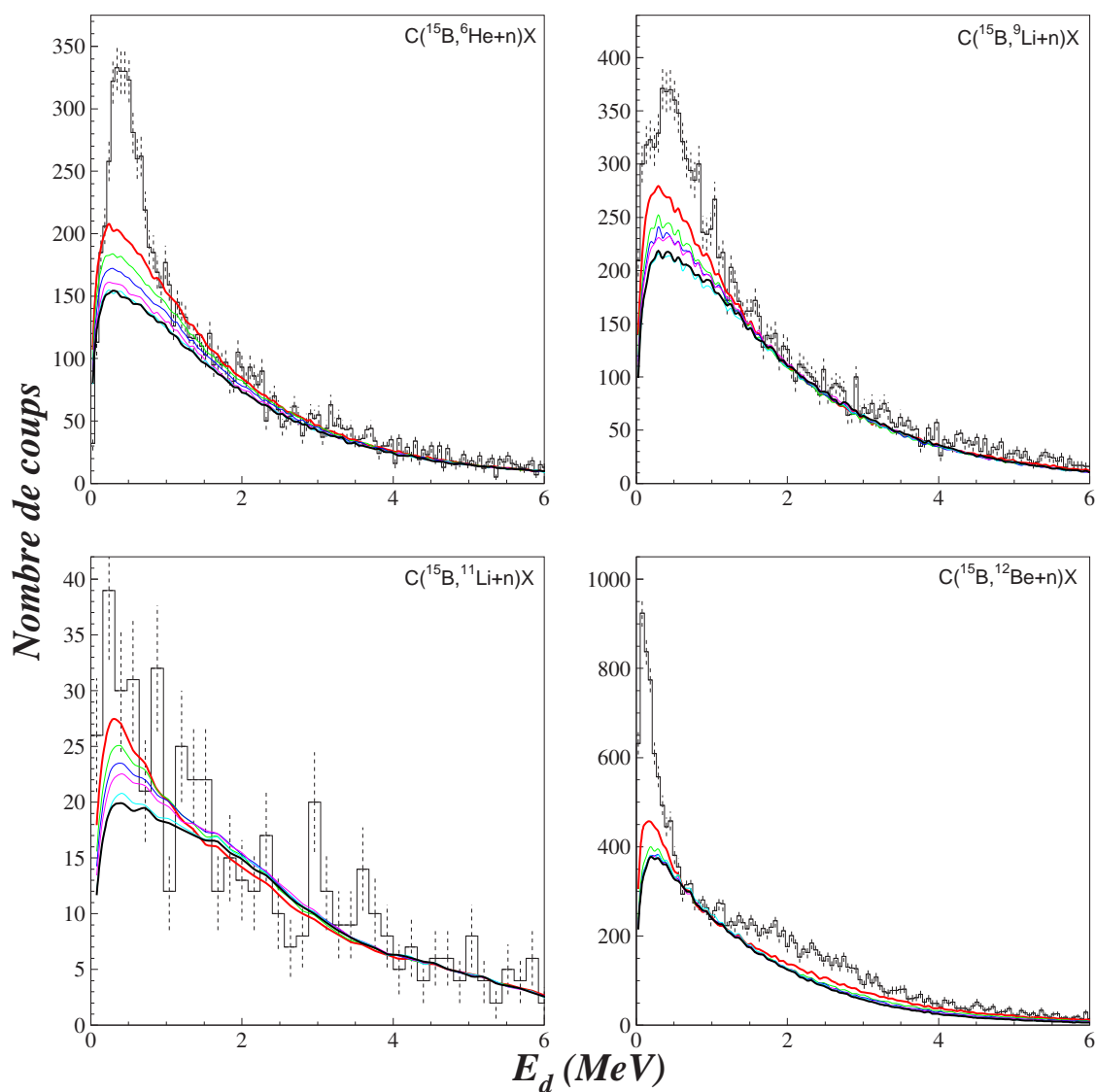


FIG. 3.15 – Spectres en énergie de décroissance des systèmes non liés ${}^6\text{He}-n$, ${}^9\text{Li}-n$, ${}^{11}\text{Li}-n$ et ${}^{12}\text{Be}-n$ pour la réaction de cassure du ${}^{15}\text{B}$. Les barres d'erreurs sont d'origine statistique. Les courbes en traits pleins colorés correspondent à un mélange d'événements (voir texte). Le trait épais rouge est relatif à la première itération, le vert (trait mince) à la seconde itération et ainsi de suite jusqu'au trait noir (épais) qui correspond à la 9ème itération.

Nous avons également produit de la même manière, à partir du poids $\omega_{f_j n_i}(E_d)$, des fonds combinatoires pour toutes les observables caractéristiques de nos systèmes non-liés exposées ci-avant.

3.8 L'hélium 7

La dernière vérification de nos analyses et simulations va consister à retrouver l'état fondamental bien connu de l' ^7He ($J^\pi=3/2^-$, $E_r=440$ keV et $\Gamma=160$ keV), ainsi qu'à reproduire au mieux plusieurs observables, telles que les moments transverses et parallèle et l'énergie cinétique du neutron.

La procédure pour comparer une distribution expérimentale avec des distributions théoriques s'articule en trois opérations. D'une part, à partir des calculs théoriques, nous obtenons une distribution en énergie de décroissance que nous faisons passer par le filtre expérimental en utilisant notre code de simulation. D'autre part, à partir des données, nous réalisons le mélange d'événements. Enfin nous regroupons la distribution filtrée avec le fond combinatoire, et comparons la somme de ces deux distributions aux données en faisant varier la proportion de chacune d'elles de manière à ce que leur somme soit égale à la surface des données. Le meilleur ajustement est obtenu en minimisant le χ^2 .

Comme nous l'avons déjà indiqué, il est nécessaire dans un premier temps d'estimer le moment transféré au noyau non lié lors de la cassure du faisceau. L'ajustement du paramètre σ_0 (équation 3.28) qui caractérise la distribution du moment transféré (un des points d'entrée de notre simulation) a été effectué en comparant les distributions en moments de la réaction $\text{C}(^{15}\text{B}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ filtrées par notre code de simulation avec les données expérimentales brutes. L'accord est satisfaisant, ce qui nous permet de déduire ce paramètre en minimisant le χ^2 . La valeur obtenue est $\sigma_0=40$ MeV/c. En revanche l'ajustement est beaucoup moins bon pour le moment parallèle et l'énergie neutron pour lesquels nous ne parvenons pas à reproduire l'asymétrie pour le premier et la partie à basse énergie pour le second. Nous avons donc songé à générer un fond combinatoire pour chaque observable, à partir du poids appliqué à l'énergie de décroissance, qui sera combiné à la simulation. La proportion de chacune des deux contributions sera définie à partir de la distribution en énergie de décroissance.

Une fois le moment transféré paramétrisé, nous avons généré la distribution d'énergie de décroissance théorique, modélisée par une distribution de Breit-Wigner (équation 3.25 pour $\ell=1$) $E_r=440$ keV et $\Gamma=160$ keV. Conformément à la procédure décrite, nous avons fait passer la distribution par le filtre expérimental, puis nous avons réalisé une minimisation par la méthode du χ^2 en laissant libre les proportions de la résonance et du fond combinatoire, la seule contrainte étant que la somme des événements de ces deux distributions soit égale au nombre d'événements présents dans la distribution expérimentale. Sur la figure 3.16 nous avons représenté le meilleur ajustement obtenu. Le fond non résonant tient une place prépondérante,

soit environ 80% des événements. L'accord avec les données est très satisfaisant ($\chi^2/N=2,49$).

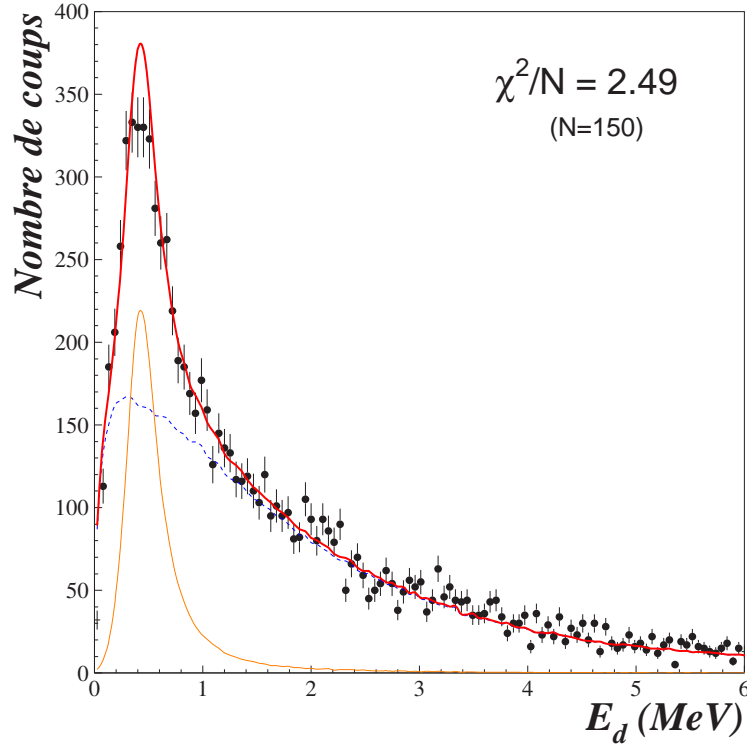


FIG. 3.16 – Spectre en énergie de décroissance du système ${}^6\text{He}+n$ pour la réaction $\text{C}({}^{15}\text{B}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$. La courbe en trait épais rouge montre l'ajustement aux données (points) de l'état fondamental (courbe verte) et d'un fond combinatoire (trait discontinu bleu). Les barres d'erreurs sont d'origine statistique.

Cette proportion de 80% fond combinatoire et 20% distribution simulée est ensuite utilisée pour reproduire nos autres observables brutes, que nous avons représentées sur la figure 3.17. La comparaison est également positive.

Comme nous venons de le faire dans le cas de l' ${}^7\text{He}$, pour chaque noyau que nous étudierons et pour chaque jeu de paramètres que nous obtiendrons, nous regarderons l'énergie de décroissance ainsi que les moments et l'énergie neutron car pour certains scénarios où l'ajustement en énergie de décroissance est très bon, nous verrons par la suite qu'il s'avère être très intéressant de regarder d'autres variables comme les moments ou l'énergie neutron, qui quant à elles, ne sont pas toujours bien reproduites. Elles nous permettront donc dans certaines cas d'invalidier le jeu de paramètres obtenus. Nous regarderons donc à chaque fois ces observables qui nous permettront dans le meilleur des cas d'obtenir une validation supplémentaire.

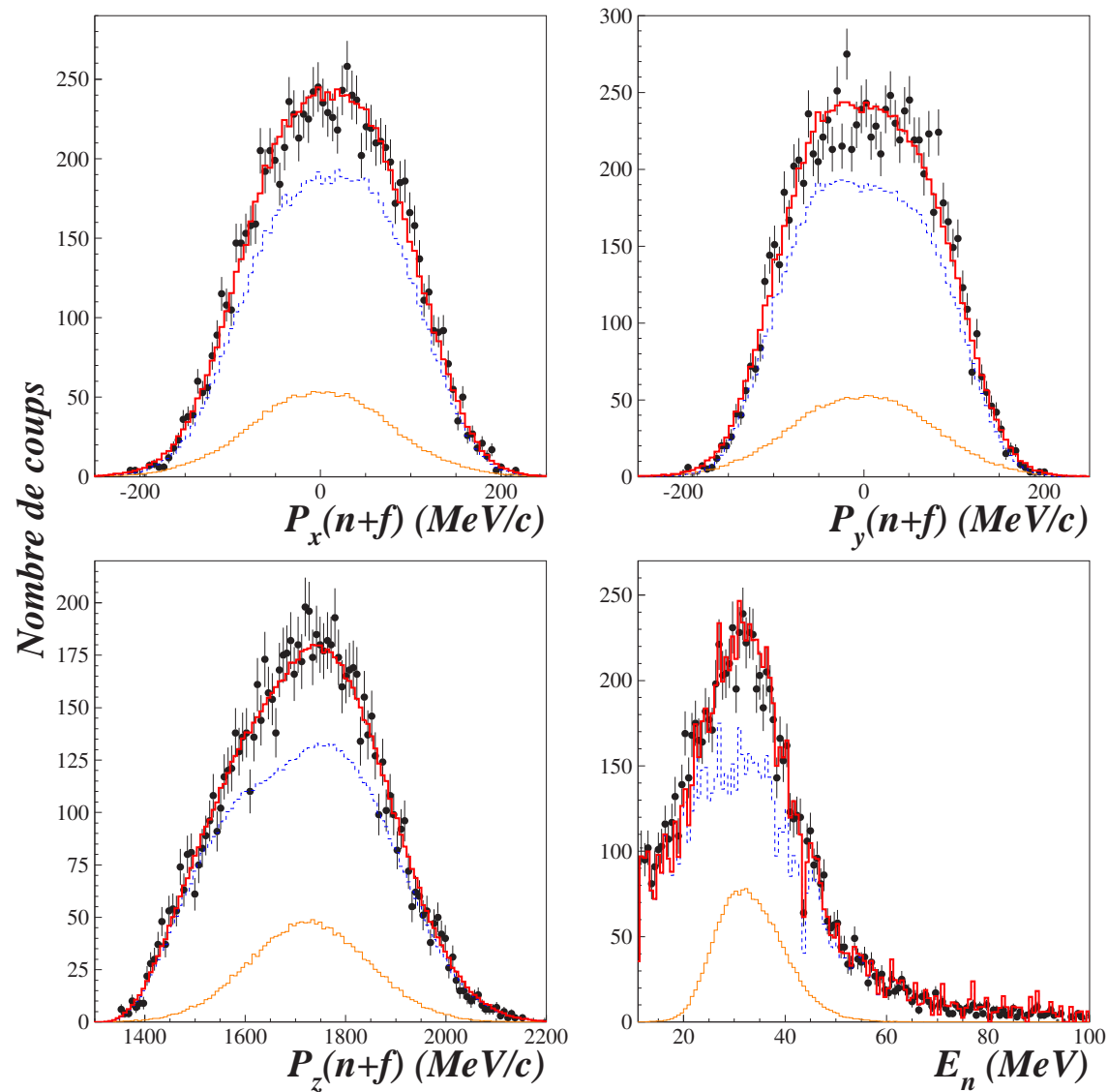


FIG. 3.17 – Spectres en moments reconstruits dans les trois directions de l'espace (z étant l'axe du faisceau) et en énergie neutron pour le système ${}^6\text{He}+n$ pour la réaction $\text{C}({}^{15}\text{B}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$. La courbe en trait épais rouge montre l'ajustement aux données (points) d'une résonance p à $E_r=440$ keV et $\Gamma=160$ keV simulée (courbe verte) et d'un fond combinatoire (trait discontinu bleu). Les barres d'erreurs sont d'origine statistique.

Résumé

Dans ce chapitre, nous avons grâce à la détection conjointe d'un fragment et d'un neutron, reconstruit l'énergie de décroissance à partir de leurs moments. Nous avons ensuite décrit la méthode utilisée pour générer les états virtuels et résonants, qui nous serviront lors de l'analyse, ainsi que le programme de simulation développé pour modéliser la fonction de réponse du dispositif expérimental.

Enfin, nous avons passé en revue les résultats obtenus pour nos différents noyaux d'intérêt. Pour chacun, plusieurs observables, dont le comportement est connu et attendu, ont été reconstruites afin de contrôler la calibration du dispositif. Cette calibration validée, nous nous sommes intéressé aux distributions en énergie de décroissance. Afin de nous assurer que les structures présentes sur ces spectres étaient bien le fait d'états de nos systèmes et non pas de simples artefacts du dispositif, nous avons utilisé une technique itérative de mélange d'événements pour produire une distribution non corrélée.

La structure de ${}^7\text{He}$ étant bien connue, au moins à basse énergie, les coïncidences ${}^6\text{He}+n$ survenues lors de l'expérience ont donc servi de banc de test. Le résultat en a été satisfaisant : une résonance p à $E_r=0,44$ MeV et $\Gamma=0,16$ MeV associée à un fond reproduisant parfaitement notre distribution expérimentale en énergie de décroissance, ainsi que les moments et énergie neutron du système non lié ${}^6\text{He}+n$.

Nous pouvons dorénavant nous pencher sur l'interprétation des spectres en énergie relative correspondant aux coïncidences ${}^9,{}^{11}\text{Li}+n$ et ${}^{12}\text{Be}+n$.

Chapitre 4

Interprétation des données

Dans cette dernière partie, nous donnerons une interprétation de la structure des spectres en énergie de décroissance des différents systèmes étudiés, et nous confronterons nos résultats à ceux d'autres expériences, ainsi qu'aux prédictions théoriques.

4.1 Le lithium 10

Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre d'introduction, l'état fondamental du ^{10}Li , neutron $2s_{1/2}$ couplé à l'état fondamental du ^9Li ($J^\pi=3/2^-$), est connu pour être un état s virtuel de longueur de diffusion $-40 \text{ fm} \leq a_s \leq -10 \text{ fm}$ (soit une énergie au-dessus du seuil de quelques dizaines de keV). Le premier état excité, prédit comme étant un état 1^+ résultant d'un couplage entre un neutron $1p_{1/2}$ avec le $J^\pi=3/2^-$ du fondamental du ^9Li , a quant à lui été observé autour de 0,5 MeV. A première vue, il semble que ces deux états soient présents dans notre spectre en énergie de décroissance (figure 3.12). Pour nous en assurer, notre démarche sera la suivante : dans un premier temps nous justifierons notre utilisation d'un fond combinatoire, puis nous essayerons d'ajuster la distribution avec l'un ou l'autre des états énoncés ci-avant, pour dans un second temps tester si la combinaison des deux n'est pas plus convaincante.

Avant toute chose, il est primordial de calculer les distributions théoriques en énergie de décroissance entre le fragment et le neutron, pour les états s virtuels, ainsi que pour les états résonants p du ^{10}Li , que nous convoluerons à l'aide de notre simulation pour tenir compte du dispositif expérimental. Nous avons donc fait varier, pour le premier, la longueur de diffusion de -50 à 0 fm avec un pas de 1, et pour le second, l'énergie et la largeur de résonance de 0,2 à 0,8 MeV avec un pas de 0,05. Le fond non résonant a été généré grâce à un mélange d'événements (paragraphe 3.7.2).

La figure 4.1 présente les données et un ajustement par la méthode du χ^2 d'un état s virtuel sans fond combinatoire (normalisé à la surface). Plus la longueur de diffusion augmente, plus le χ^2 est faible, suivant une décroissance quasi-linéaire. Le meilleur χ^2/N est obtenu pour $a_s = -6 \text{ fm}$, mais même pour cette valeur, l'ajustement est visiblement très médiocre. Cette distribution est représentée sur cette

figure par la courbe en vert (spectre de gauche). Aucune valeur de longueur de diffusion ne donne une distribution en énergie qui puisse s'ajuster correctement aux données. De la même manière, nous avons essayé avec une résonance p pour laquelle le meilleur ajustement a été obtenu pour une énergie de $E_r = 0,55$ MeV et une largeur $\Gamma = 0,8$ MeV. A la vue de la courbe orange, il est clair que cet état seul n'est pas suffisant pour caractériser l'énergie de décroissance du ^{10}Li .

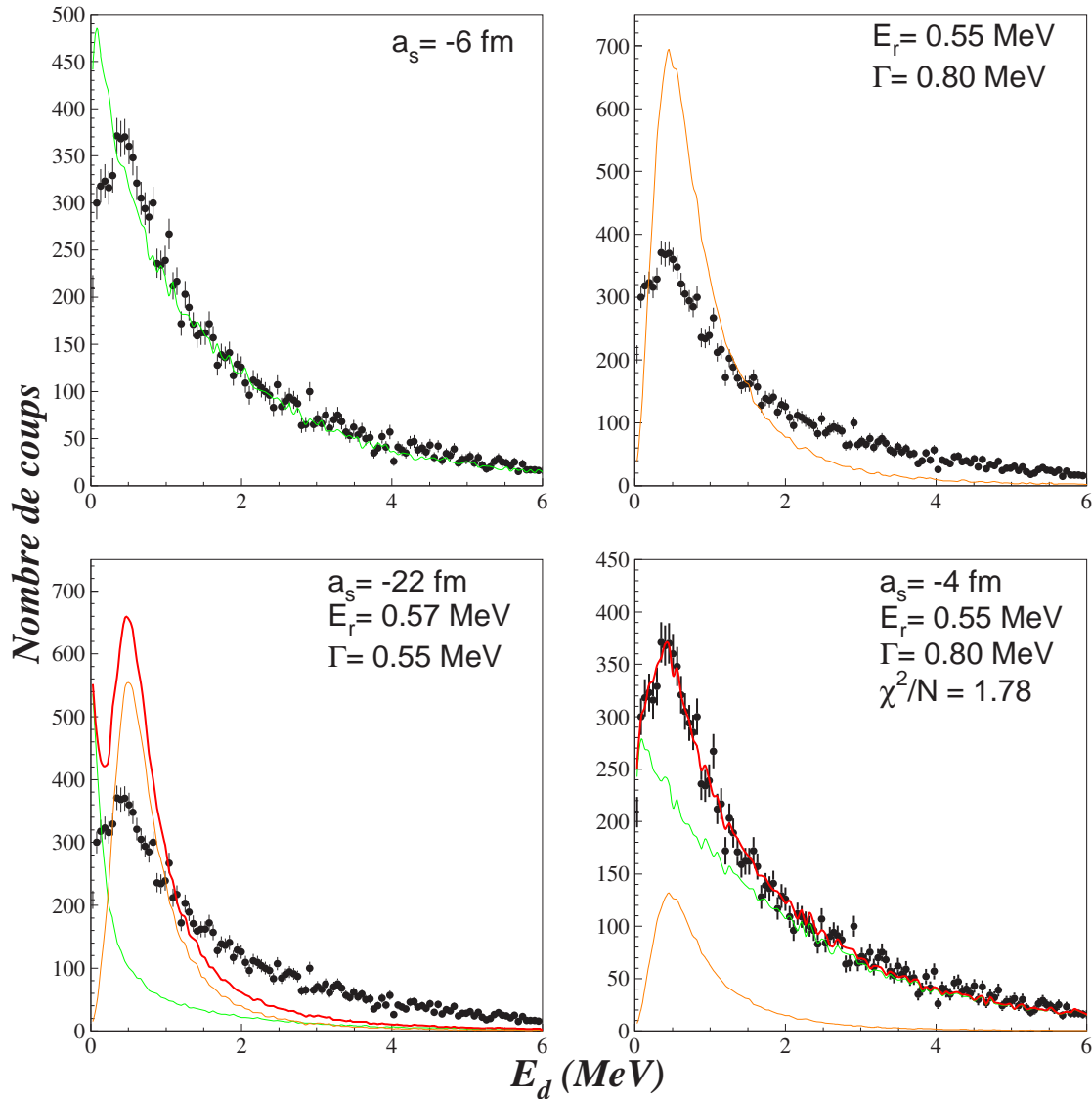


FIG. 4.1 – Energie de décroissance du $^9\text{Li}+n$. Les courbes en trait continu vert, orange et rouge (trait épais) montrent l'ajustement aux données (points) de l'état s virtuel, d'une résonance p et d'une combinaison d'un état s virtuel et d'un état p résonant respectivement. Les barres d'erreurs sont d'origine statistique.

Nous avons ensuite regardé si une composition de ces deux états pouvait s'ajuster correctement aux données. Pour ce faire nous avons commencé par tester les paramètres obtenus par GSI [Aks08] (figure 1.14), à savoir un état s virtuel de longueur

de diffusion $a_s = -22$ fm, et une résonance p à $E_r = 0,57$ MeV et $\Gamma = 0,55$ MeV, tout en laissant la proportion de chacun libre de varier (figure bas-gauche 4.1). Le spectre en énergie de décroissance obtenu pour le χ^2 minimum n'est absolument pas bien reproduit. Nous avons ensuite fait varier librement la longueur de diffusion, l'énergie et la largeur de résonance, ainsi que la proportion de chacun de ces deux états telle que leur somme soit égale à la surface des données. La courbe en trait rouge épais sur la figure bas-droit 4.1 correspond au χ^2 minimum, et cette fois l'ajustement semble bon.

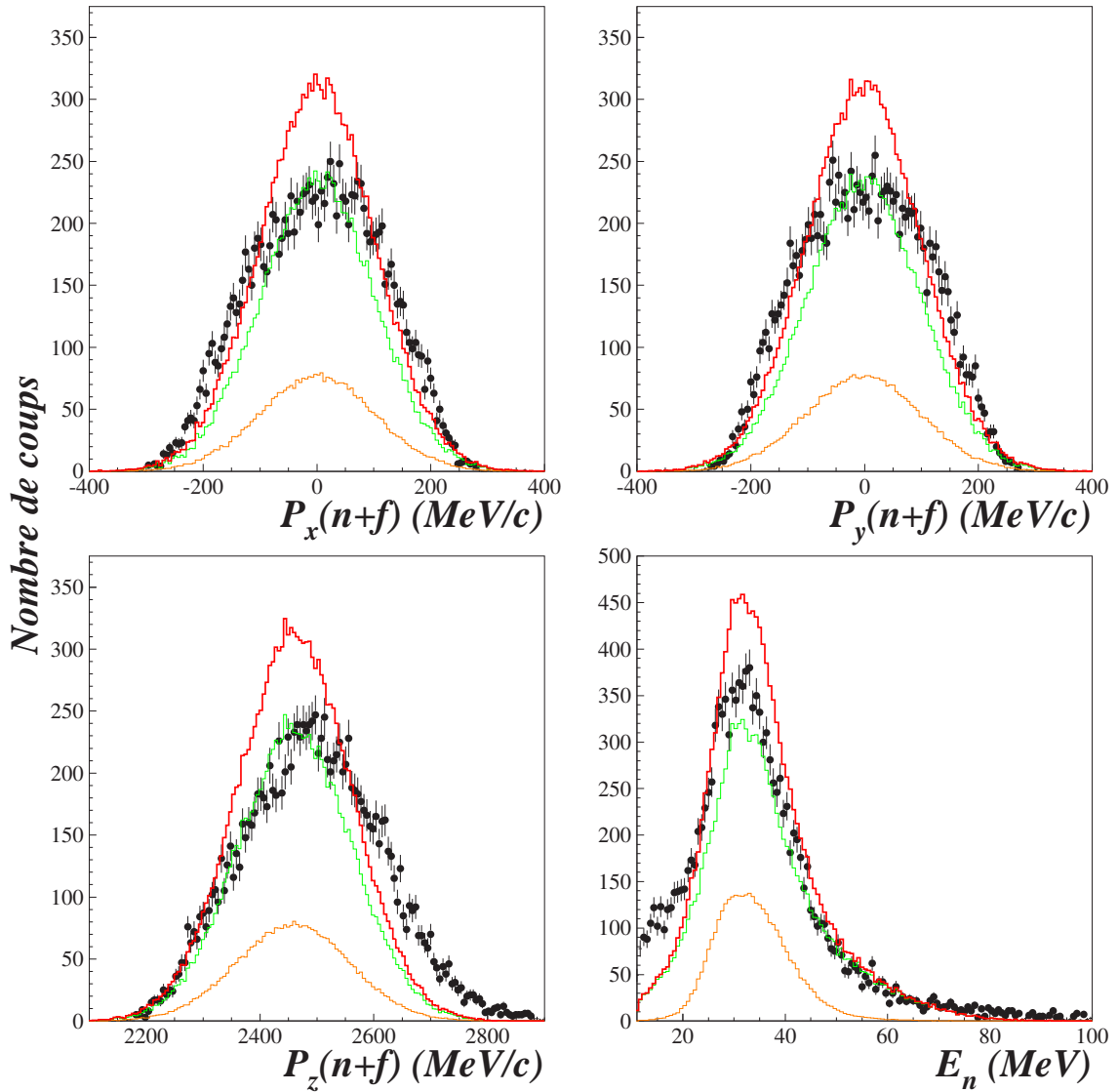


FIG. 4.2 – Spectres en moments reconstruits dans les trois directions de l'espace et en énergie neutron du ^9Li . La courbe en trait épais rouge montre l'ajustement aux données (points) d'un état s virtuel de longueur de diffusion $a_s = -4$ fm simulé (trait vert) et d'un état résonant p à $E_r = 0,55$ MeV et $\Gamma = 0,80$ MeV simulé (trait orange) dans les proportions définies par le spectre bas-droite 4.1. Les barres d'erreurs sont d'origine statistique.

Pourtant, cette hypothèse n'est pas physique car le type de réaction que l'on étudie ici libère un grand nombre de neutrons que l'on retrouve dans l'état final et la probabilité de détecter en coïncidence un fragment et un neutron corrélés est faible. Ceci signifie que l'on s'attend à trouver des événements fragment-neutron non corrélés en grande proportion dans nos distribution en énergie de décroissance (paragraphe 3.7.2).

La figure 4.2 vient confirmer l'invalidité d'une combinaison d'états sans présence d'un fond non corrélé. En effet, aucune observable, autre que l'énergie de décroissance, n'est reproduite par un état s virtuel de longueur de diffusion $a_s = -4$ fm (environ 80%) conjugué à un état résonant à $E_r = 0,55$ MeV et $\Gamma = 0,8$ MeV dans les proportions utilisées pour décrire le spectre bas-droite 4.1. Il paraît évident, aux vues de ces quatre spectres, qu'il est impossible d'expliquer les différentes distributions du ^{10}Li sans prendre en compte la présence du fond non résonant. Comme nous venons de l'indiquer, il est indispensable d'introduire les événements fragment-neutron non corrélés.

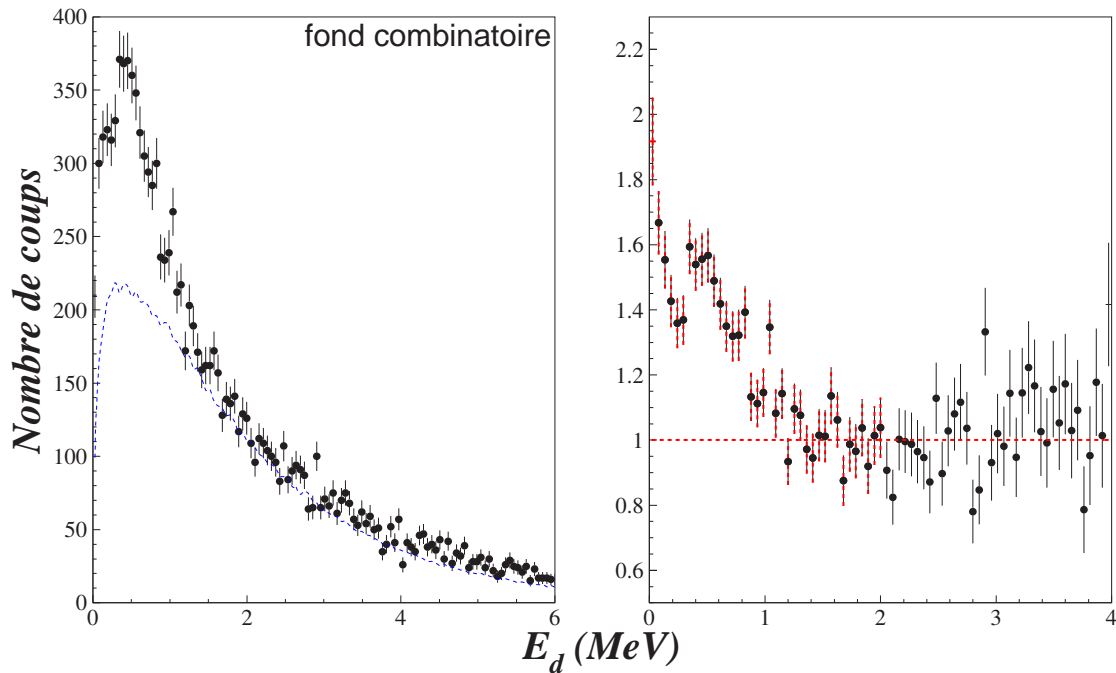


FIG. 4.3 – A gauche, énergie de décroissance du $^9\text{Li}+n$ comparée au fond combinatoire (trait discontinu bleu). A droite, rapport entre distribution en énergie de décroissance brute et fond combinatoire. Le trait discontinu rouge correspond à un fit linéaire de la partie constante comprise entre 4 et 8 MeV.

Nous avons représenté sur la figure 4.3 la comparaison et le rapport entre le fond combinatoire issu du mélange d'événements normalisé aux données à haute énergie de décroissance ($E_d > 4$ MeV) et la distribution expérimentale de l'énergie de décroissance. Il est clair que la structure à basse énergie n'est pas due au fond (figure 4.3),

et nous sommes donc amenés à chercher les paramètres de l'état virtuel et/ou résonant qui associé(s) au fond permettront de reproduire plus justement les données.

Nous avons donc ajouté le fond et testé dans un premier temps la seule présence d'un état s virtuel. Nous avons ensuite fait varier librement la proportion dans le spectre expérimental de chacun des deux composants (fond et fondamental), ainsi que la longueur de diffusion. La figure 4.4 présente le meilleur ajustement obtenu pour une valeur de a_s de -8 ± 2 fm (limite 1σ). On peut remarquer que le fond tient une place très importante (environ 75%), ce qui est cohérent avec notre hypothèse. L'ajout de la contribution des événements non corrélés a nettement amélioré l'ajustement, mais ce n'est pas encore suffisant car la structure visible aux alentours de 0,5 MeV n'est pas reproduite.

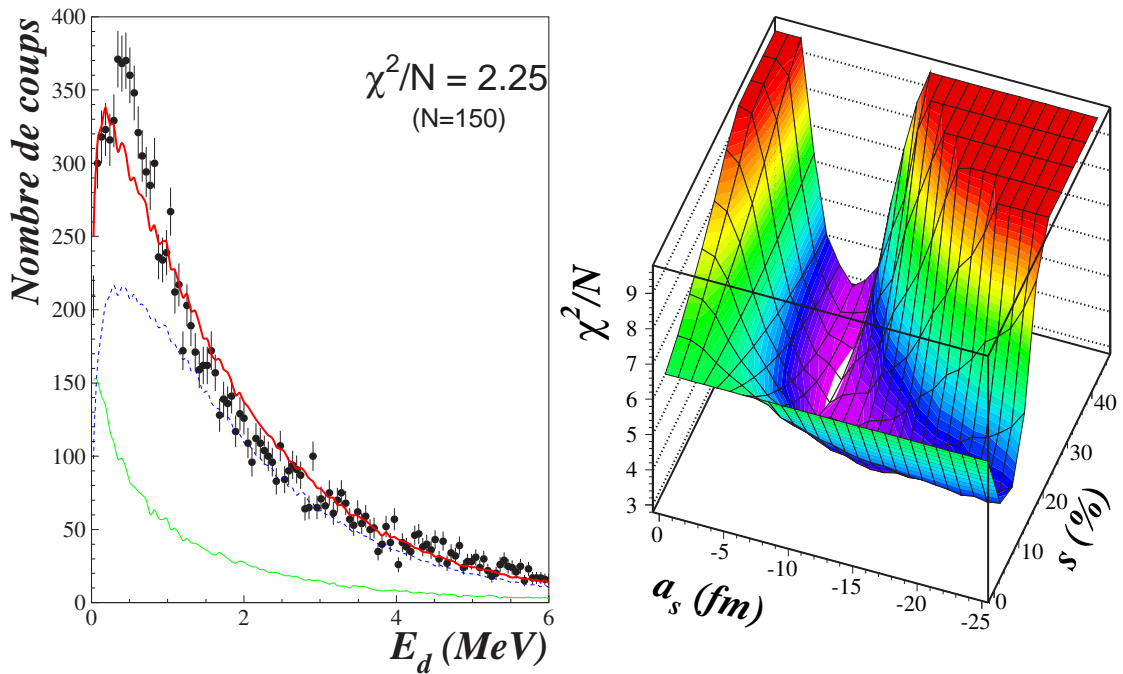


FIG. 4.4 – Energie de décroissance du ${}^9\text{Li}+n$. A gauche, la courbe en trait épais rouge montre l'ajustement aux données (points) de la contribution de l'état s virtuel avec $a_s = -8$ fm (trait vert) et d'un fond combinatoire (trait discontinu bleu). Les barres d'erreurs sont d'origine statistique. A droite, est représentée l'évolution de χ^2/N ($N=150$) en fonction de la contribution de l'état s virtuel et de la longueur de diffusion a_s .

L'ajustement d'un état p résonant et d'un fond a ensuite été étudié en laissant varier la contribution de chacun d'eux, l'énergie et la largeur de résonance. Le meilleur accord a été obtenu pour une énergie $E_r = 0,25 \pm 0,20$ MeV, une largeur de résonance $\Gamma = 0,50 \pm 0,40$ MeV et un peuplement prépondérant du fond d'environ 85%. La valeur minimum du χ^2 , dans ce cas, est un peu meilleure que pour la contribution conjuguée d'un état virtuel et d'un fond pour laquelle l'ajustement n'était déjà pas très bon. Ceci nous amène à conclure qu'il est impossible de reproduire correctement

les données sans inclure les trois composantes.

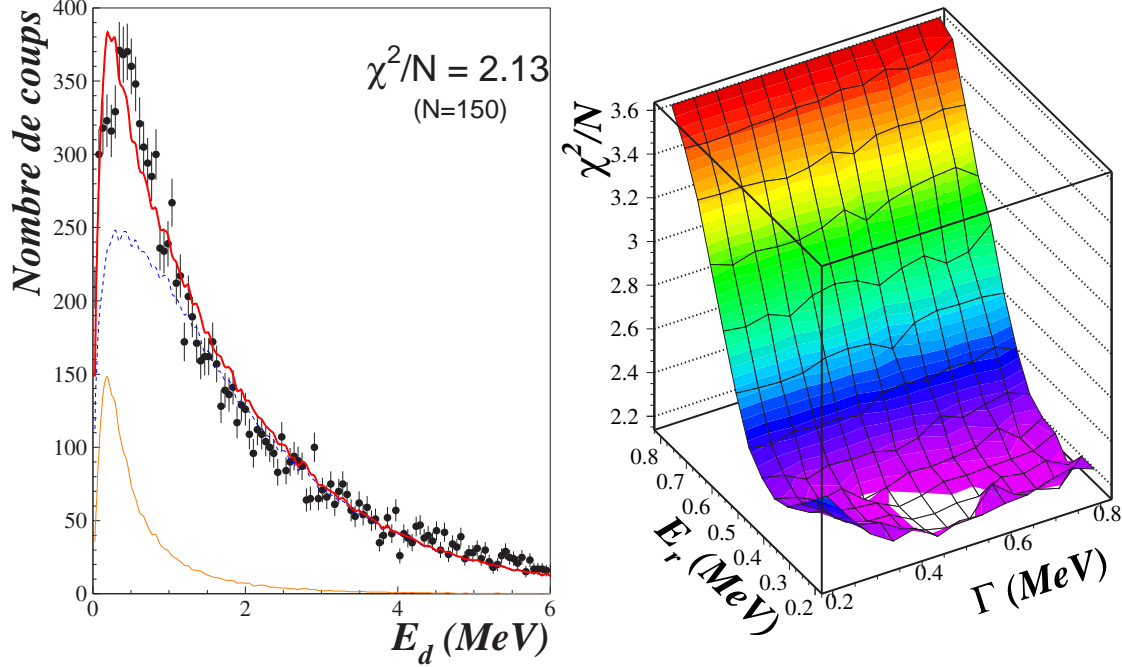


FIG. 4.5 – Energie de décroissance du ${}^9\text{Li}+n$. A gauche, la courbe en trait épais rouge montre l'ajustement aux données (points) de la contribution de l'état résonant p avec $E_r = 0,25$ MeV et $\Gamma = 0,50$ MeV (trait orange) et d'un fond combinatoire (trait discontinu bleu). Les barres d'erreurs sont d'origine statistique. A droite, est représentée l'évolution de χ^2/N ($N=150$) en fonction de la largeur et de l'énergie de la résonance.

La dernière étape a donc consisté à prendre en compte le fond, l'état s virtuel et l'état p résonant. Cette fois-ci encore nous avons laissé les paramètres suivants varier librement : la contribution de chaque ingrédient, la longueur de diffusion, l'énergie de résonance. Seule la largeur de résonance a été fixée à $0,25$ MeV. Sur la figure 4.6 est représenté le χ^2 minimum obtenu pour un état s virtuel de longueur de diffusion $a_s = -10$ fm (correspondant à environ 16% des événements), une résonance p d'énergie $E_r = 0,50$ MeV et de largeur $\Gamma = 0,25$ MeV (approximativement 9%) et un fond. L'ajustement aux données s'est nettement amélioré par comparaison aux différentes tentatives exposées précédemment et reproduit même très bien la distribution expérimentale. Sur la partie droite de cette même figure est présentée l'évolution de χ^2/N ($N=150$) en fonction de la longueur de diffusion et de l'énergie de résonance pour une largeur fixe de $0,25$ MeV, qui nous permet d'obtenir avec un niveau de confiance de 1σ ($\chi^2 \leq \chi_{min}^2 + 1$) une limite supérieure et inférieure de $a_s = -10^{+6}_{-22}$ fm et de $E_r = 0,5 \pm 0,15$ MeV. Nous n'avons pas fait varier Γ , malgré tout un spectre identique à celui présenté sur la figure gauche 4.6 a été réalisé pour chaque valeur de la largeur de résonance comprise dans la gamme étudiée ($0,2$ à $0,8$ MeV), afin de s'assurer de la faible dépendance de notre ajustement à ce paramètre. L'incertitude sur la

mesure de a_s est grande, toutefois ce résultat est en relativement bon accord avec [Tho99, Che01, Jep06, Sim07, Aks08].

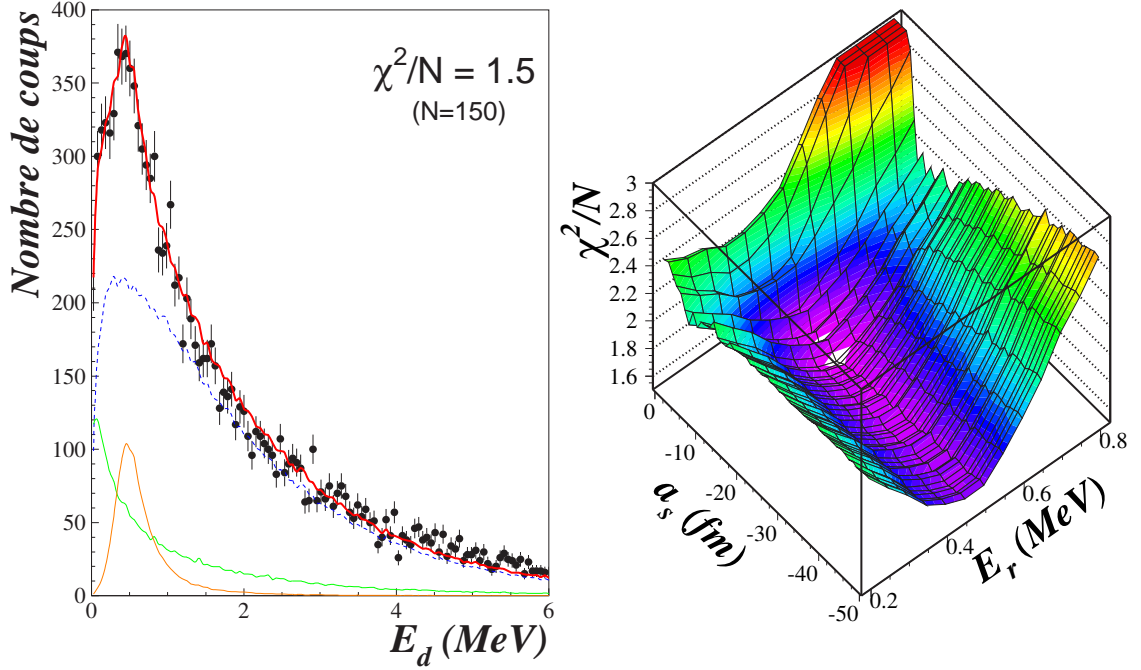


FIG. 4.6 – Energie de décroissance du ${}^9\text{Li}+n$. A gauche, la courbe en trait épais rouge montre l’ajustement aux données (points) de l’état s virtuel de longueur de diffusion $a_s = -10$ fm (trait vert) à 16%, de l’état résonant p à $E_r = 0,50$ MeV et $\Gamma = 0,25$ MeV (trait orange) à 9% et d’un fond combinatoire (trait discontinu bleu) à 75%. Les barres d’erreurs sont d’origine statistique. A droite, est représentée l’évolution de χ^2/N ($N=150$) en fonction de l’énergie de la résonance p et de la longueur de diffusion a_s de l’état s virtuel.

L’énergie de décroissance étant bien reproduite, la proportion de chaque contribution ainsi que les paramètres des états virtuel et résonant pour le χ^2 minimisé sont introduits dans notre simulation dans le but de reproduire les moments et l’énergie neutron de notre système. La figure 4.7 présente l’ajustement obtenu, et permet de constater la bonne reproduction de toutes les observables. Nous avons tenté de les ajuster préalablement avec un état virtuel avec et sans fond, un état résonant avec et sans fond, ainsi qu’avec une combinaison de ces deux états sans contribution du fond. Dans tous ces cas de figure nous ne sommes pas parvenu à reproduire correctement l’énergie neutron, principalement la structure à basse énergie, et pour les ajustements où les événements non corrélés n’ont pas été introduits, il en fut de même avec les moments.

La présence d’un état s virtuel et d’une résonance $\ell=1$ vers 0,5 MeV semble être évidente et vient conforter l’existence du phénomène d’inversion de couches pour ce système.

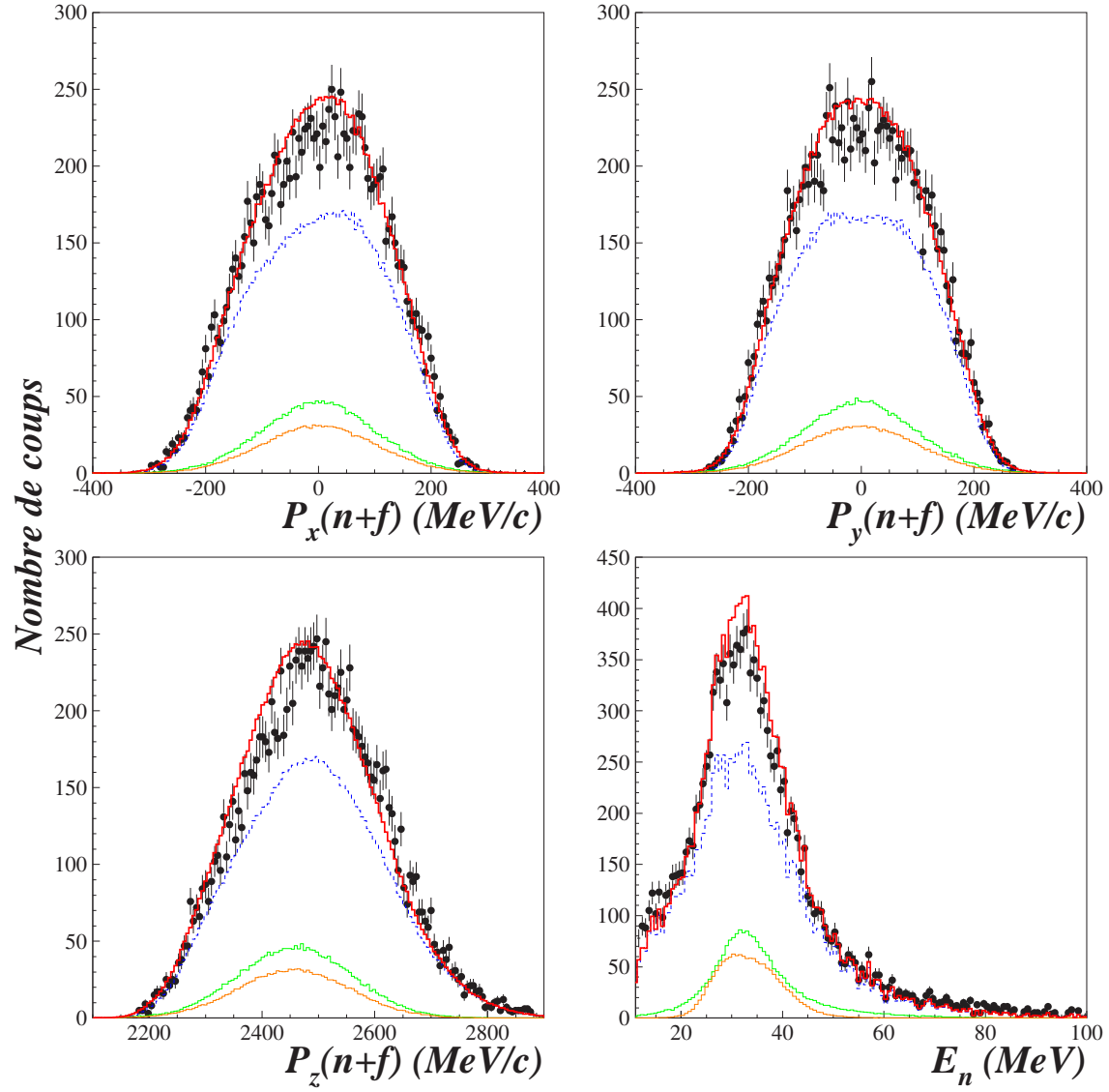


FIG. 4.7 – Spectres en moments reconstruits dans les trois directions de l'espace (z étant l'axe du faisceau) et en énergie neutron pour le système ${}^9\text{Li}+n$. La courbe en trait épais rouge montre l'ajustement aux données (points) d'un état s virtuel de longueur de diffusion $a_s = -10$ fm simulé (trait vert) à 16%, d'un état résonant p à $E_r = 0.5$ MeV et $\Gamma = 0.25$ MeV simulé (trait orange) à 9% et d'un fond combinatoire (trait discontinu bleu) à 75%. Les barres d'erreurs sont d'origine statistique.

4.2 Le lithium 12

Le ^{12}Li n'a, à ce jour, fait l'objet que d'une seule étude réalisée par Aksuytina et collaborateurs au GSI [Aks08] avec la réaction $^1\text{H}(^{14}\text{Be}, ^{11}\text{Li}+n)\text{X}$. Un état s virtuel avait alors été observé avec une longueur de diffusion $a_s = -13,7 \pm 1,6$ fm (figure 1.14), et suggère une inversion des niveaux $1/2^+$ et $5/2^+$ de la couche $1s0d$ bien connue dans la chaîne isotonique $N=9$. Pour cet ajustement aucun fond non corrélé n'avait été introduit bien que deux neutrons soient présents en voie de sortie et que par conséquent la probabilité de détection d'un couple $^{11}\text{Li}-n$ corrélé soit inférieure à 50%.

Nous avons donc essayé d'ajuster nos données en utilisant le paramètre obtenu par GSI et sans introduire de fond combinatoire dans le but de reproduire leur analyse. La courbe turquoise sur la figure 4.8 correspond à cet ajustement normalisé à la surface de la distribution expérimentale. Le résultat est très mauvais.

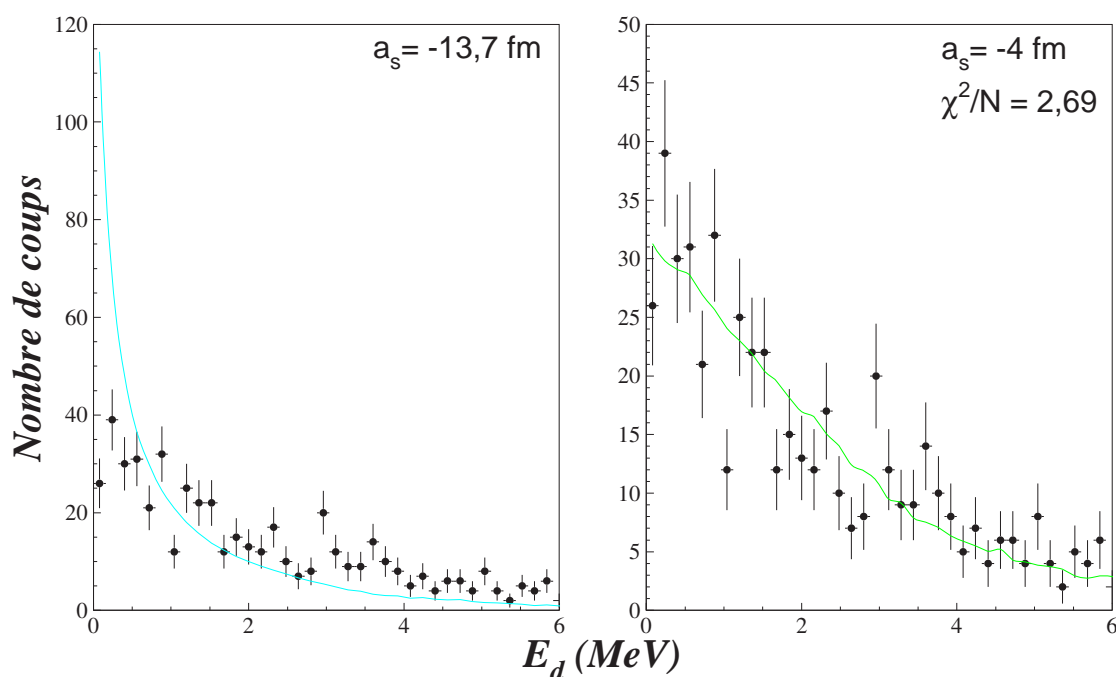


FIG. 4.8 – Energie de décroissance du $^{11}\text{Li}+n$. Les courbes en trait continu vert et bleu turquoise montrent l'ajustement aux données (points) de l'état s virtuel avec $a_s = -13,7$ fm [Aks08], et $a_s = -4$ fm respectivement. Les barres d'erreurs sont d'origine statistique.

Nous avons ensuite fait varier la longueur de diffusion et obtenu un meilleur ajustement avec une valeur de $a_s = -4$ fm (courbe verte). L'accord est bon, alors qu'il est évident physiquement qu'un fond non corrélé doit être retranché aux données afin de tenir compte de la probabilité non négligeable de détecter, en coïncidence avec un ^{11}Li , un neutron spectateur de la formation du système non lié $^{11}\text{Li}+n$. Même si l'état virtuel seul semble relativement bien reproduire nos données brutes,

ce n'est en revanche pas le cas pour les autres observables. En effet les distributions en moments simulées dans les directions transverses ne sont pas suffisamment larges pour pouvoir s'ajuster aux données, dans la direction parallèle la simulation seule ne rend pas bien compte de l'asymétrie et pour l'énergie neutron, c'est encore la partie à basse énergie qui n'est pas reproduite (figure 4.9). Moments et énergie neutron sont une fois de plus un indicateur fiable du besoin d'ajout des couples non corrélés.

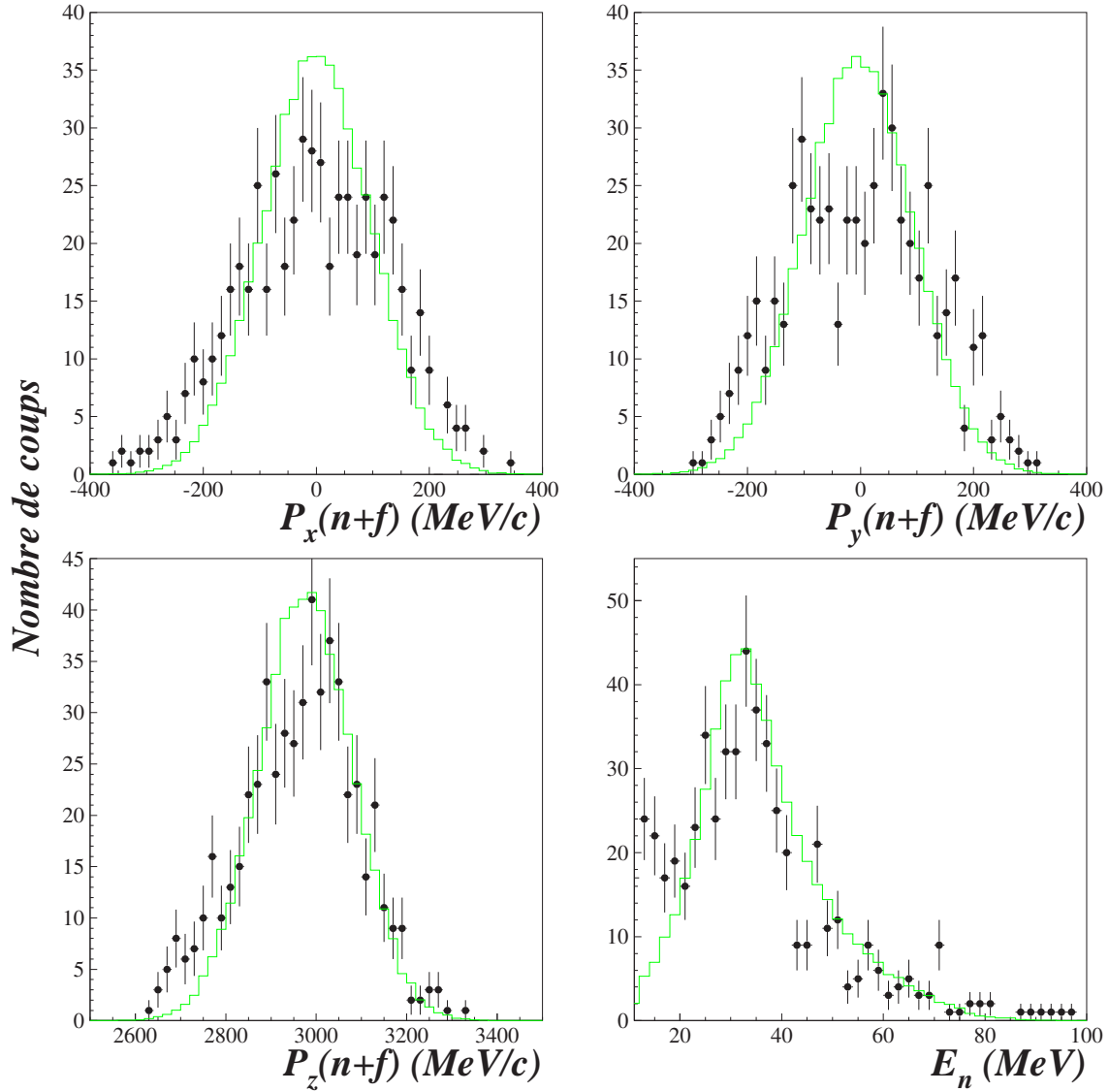


FIG. 4.9 – Spectres en moments reconstruits dans les trois directions de l'espace et en énergie neutron pour le système $^{11}\text{Li}+n$. La courbe en trait vert montre l'ajustement aux données (points) d'un état s virtuel de longueur de diffusion $a_s = -4$ fm simulé. Les barres d'erreurs sont d'origine statistique.

Nous avons représenté ce fond non corrélé sur la figure 4.10, ainsi que le rapport entre ce fond et la distribution en énergie de décroissance. En dépit de la faible statistique, il semble exister une structure à basse énergie que le fond seul ne peut

reproduire.

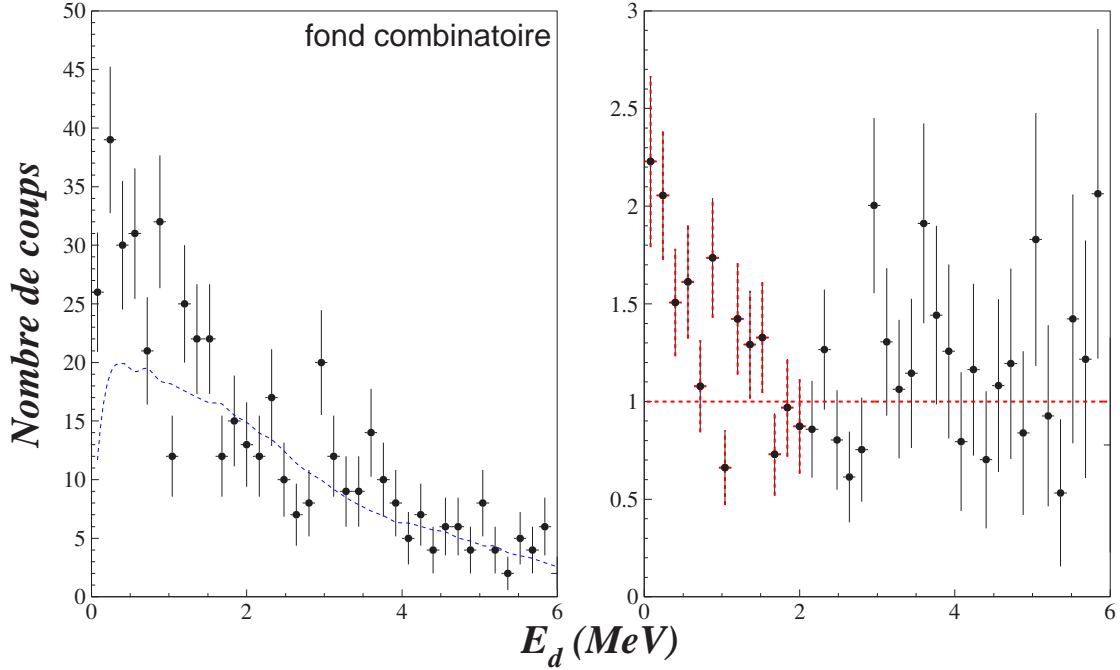


FIG. 4.10 – A gauche, énergie de décroissance du $^{11}\text{Li}+n$ comparé au fond combinatoire (trait discontinu bleu). A droite, rapport entre distribution en énergie de décroissance brute et fond combinatoire. Le trait discontinu rouge correspond à un fit linéaire de la partie constante comprise entre 4 et 8 MeV. Les barres d'erreurs sont d'origine statistique

Les données brutes ont été ajustées par un état s virtuel et un fond. Le meilleur ajustement obtenu est pour une longueur de diffusion $a_s = -9$ fm et une contribution de cet état d'environ 25% (figure 4.11). L'évolution de χ^2/N ($N=12$) en fonction de la contribution de l'état s virtuel et de la longueur de diffusion a_s nous permet d'obtenir avec un niveau de confiance de 1σ une limite supérieure de $a_s = -3$ fm, mais nous ne pouvons donner de limite inférieure. On peut donc conclure que notre ajustement est sensible à la présence de cet état virtuel, sans lequel aucun accord est possible. Nous ne sommes en revanche pas très sensibles à la valeur de la longueur de diffusion de ce dernier ($a_s \leq -3$ fm).

Pour clore cette étude, nous vérifions que l'ajout du fond non corrélé à l'état virtuel suffit pour reproduire les moments dans toutes les directions, ainsi que l'énergie neutron de notre système. La figure 4.12 présente le résultat obtenu pour une proportion de 25% d'état s virtuel simulé avec $a_s = -9$ fm et 75% fond combinatoire. L'accord est très bon, confortant notre description de la structure de l'énergie de décroissance par ces deux contributions.

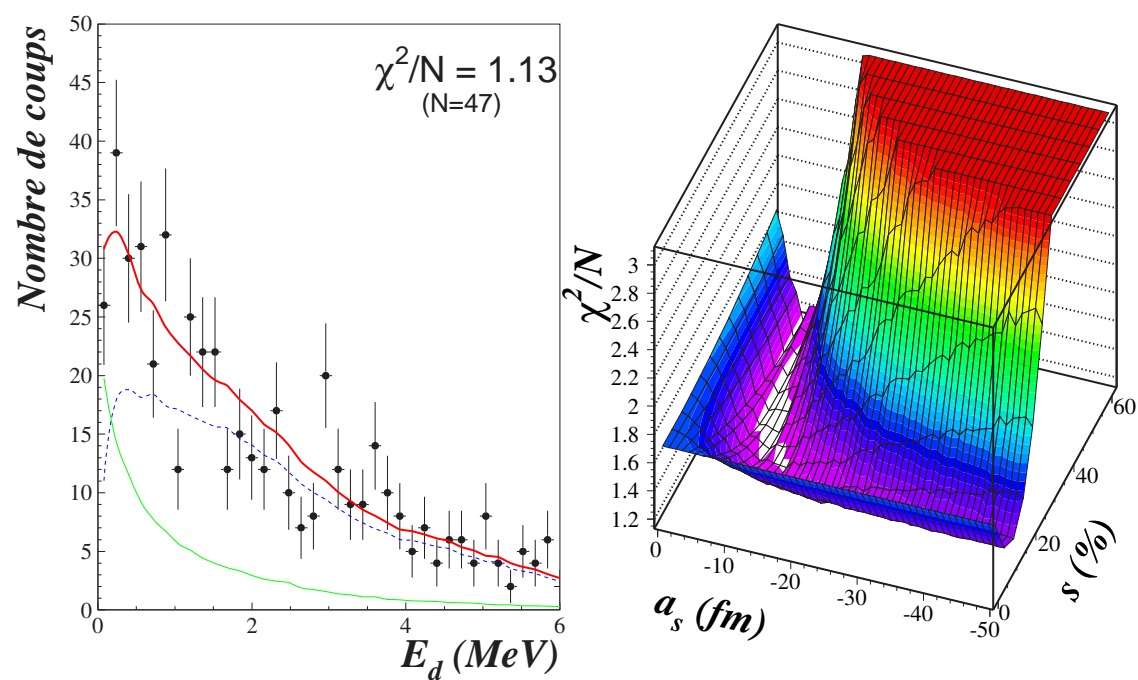


FIG. 4.11 – Energie de décroissance du $^{11}\text{Li}+n$. A gauche, la courbe en trait épais rouge montre l'ajustement aux données (points) de la contribution de l'état s virtuel avec $a_s = -9$ fm (trait vert) à 25% et d'un fond combinatoire (trait discontinu bleu) à 75%. Les barres d'erreurs sont d'origine statistique. A droite, est représentée l'évolution de χ^2/N ($N=47$) en fonction de la contribution de l'état s virtuel et de la longueur de diffusion a_s .

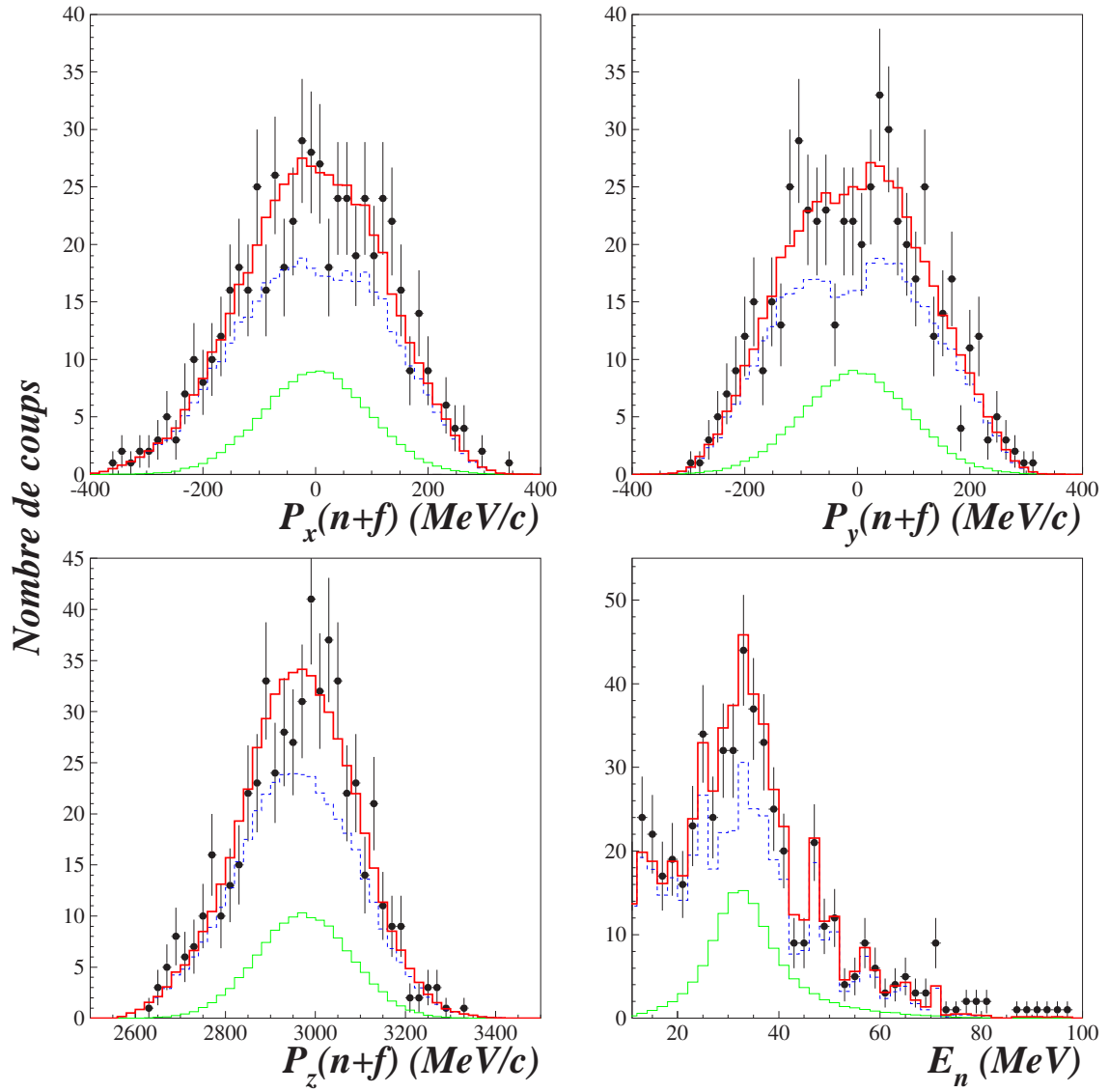


FIG. 4.12 – Spectres en moments reconstruits dans les trois directions de l'espace et en énergie neutron pour le système $^{11}\text{Li}+n$. La courbe en trait épais rouge montre l'ajustement aux données (points) d'un état s virtuel de longueur de diffusion $a_s = -9$ fm simulé (trait vert) à 25% et d'un fond combinatoire (trait discontinu bleu) à 75%. Les barres d'erreurs sont d'origine statistique.

4.3 Le béryllium 13

Nous abordons maintenant dans cette partie l'interprétation du spectre en énergie de décroissance du ^{13}Be provenant de la réaction $\text{C}(^{15}\text{B}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$. Nous rappelons que cette réaction consiste dans la perte d'un proton suivie de l'émission de neutrons. Au maximum deux neutrons sont donc présents dans la voie finale de réaction, ce qui nous laisse penser que les événements $^{12}\text{Be}-n$ non corrélés doivent représenter une proportion importante dans notre distribution en énergie de décroissance.

Nous avons alors comparé les données et le fond combinatoire. Nous pouvons alors constater que ce dernier ne reproduit pas la distribution expérimentale, un premier écart est clairement visible à basse énergie ainsi qu'un second aux alentours de 2 MeV. Le spectre en énergie de décroissance semble donc présenter deux structures distinctes (figure 4.13) :

- un pic très près du seuil aux alentours de 0,1 MeV et extrêmement étroit, qui pourrait être compatible avec l'état s virtuel de longueur de diffusion inférieure à $a_s = -10$ fm trouvé par l'équipe de MSU [Tho00] avec une limite supérieure d'approximativement 200 keV par rapport au seuil d'émission neutronique (relation 1.5).
- une distribution très large vers 2 MeV similaire à celle déjà observée dans les expériences précédentes [Sim04, Kon07].

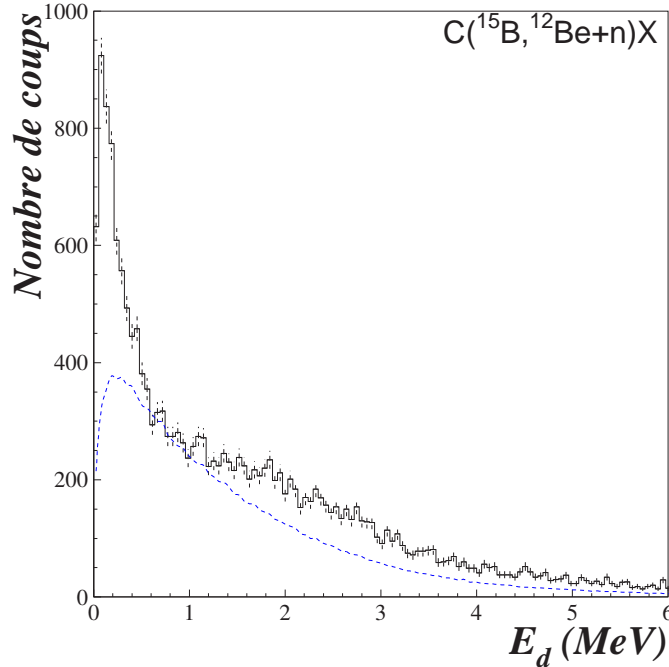


FIG. 4.13 – Spectre en énergie de décroissance du $^{12}\text{Be}+n$ comparé à la distribution non corrélée (trait discontinu bleu).

Nous nous sommes intéressés plus particulièrement au pic à basse énergie dont l'origine donne plus matière à discussion. Dans le but de comprendre la structure de

ce noyau, et la statistique le permettant, nous nous sommes penchés sur la structure de son noyau père, le ^{14}Be . Nous avons regardé l'énergie de décroissance construite à partir des événements provenant d'une triple coïncidence $^{12}\text{Be}+n+n$, c'est à dire l'influence de la décroissance du ^{14}Be pour comprendre la structure du ^{13}Be . Cette étude vise à savoir dans quelle mesure le ^{14}Be excité décroît en passant par un ^{13}Be , en s'appuyant uniquement sur la forme des spectres en énergie.

L'obtention du spectre 4.14 a tout d'abord demandé l'utilisation du filtre anti-diaphonie, comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe 2.7.4.

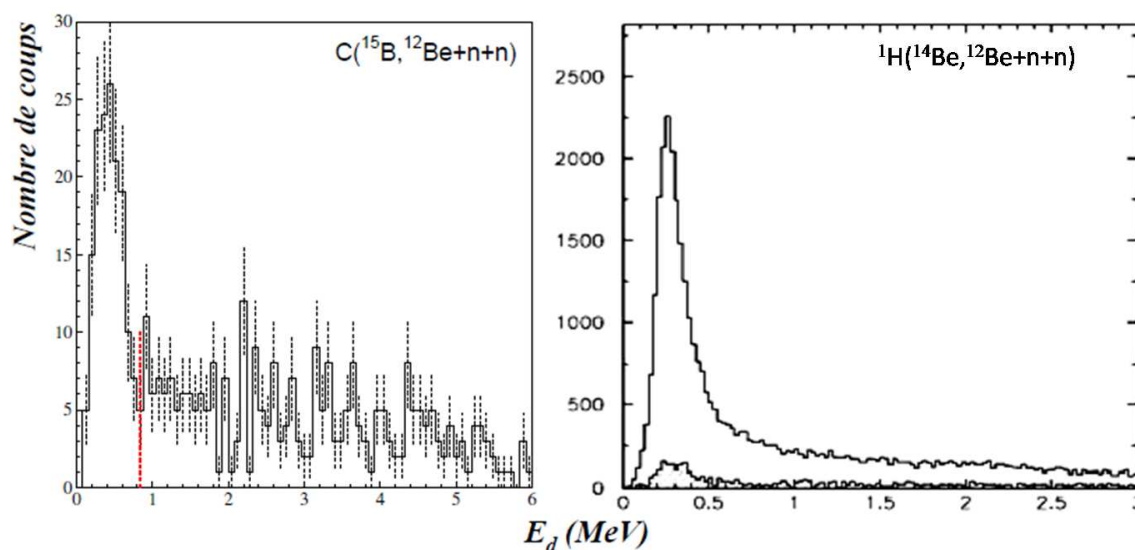


FIG. 4.14 – A gauche, énergie de décroissance du $^{12}\text{Be}+n+n$ pour la réaction de cassure du ^{15}B . La ligne rouge matérialise la coupure que nous allons appliquer aux événements $^{12}\text{Be}+n$ reconstruits à partir des événements triples (figure 4.15). Les barres d'erreurs sont d'origine statistique. A droite, spectre en énergie de décroissance du $^{12}\text{Be}+n+n$ pour la réaction $^1\text{H}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n+n)\text{X}$ [Kon07]. La distribution hachurée (de faible amplitude) a été obtenue pour cette même réaction mais sans hydrogène liquide dans la cible.

Le spectre en énergie de décroissance du $^{12}\text{Be}+n+n$ pour la réaction de cassure du ^{15}B est présenté sur la figure 4.14. Il fait état d'un pic étroit aux alentours de 0,3 MeV correspondant à l'état non lié 2^+ du ^{14}Be observé dans de précédentes études [Sug07, Kon07], et qui est également présent dans la distribution en énergie de décroissance du $^{12}\text{Be}+n+n$ pour la réaction d'excitation inélastique $^1\text{H}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n+n)\text{X}$ [Kon07]. Dans le but d'étudier les corrélations à deux corps fragment-neutron dans la décroissance de l'état 2^+ du ^{14}Be , nous avons regardé les événements $^{12}\text{Be}+n$ reconstruits issus des événements triples contenus dans le pic 2^+ (énergie de décroissance du $^{12}\text{Be}+n+n$ comprise entre 0 et 0,8 MeV) et ceux issus du reste du spectre (figure 4.15).

Les événements reconstruits à partir du pic 2^+ du ^{14}Be , compte tenu de la faible énergie relative disponible au partage entre les trois particules, se retrouvent dans

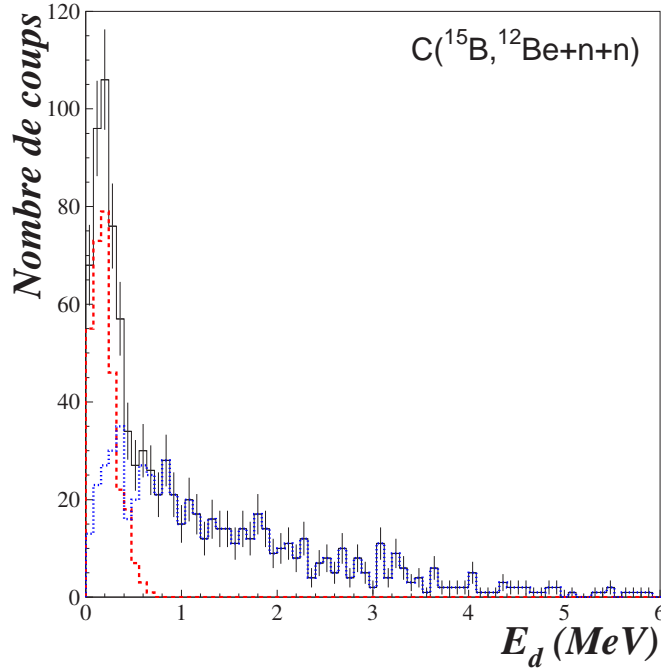


FIG. 4.15 – Energie de décroissance du $^{12}\text{Be}+n$ issu du $^{12}\text{Be}+n+n$: sans aucune sélection sur les événements de coïncidence triple (ligne continue noire), pour une coupure inférieure en énergie de décroissance $^{12}\text{Be}+n+n$ à 0,8 MeV, c'est à dire les événements correspondant au pic 2^+ du ^{14}Be (tirets en rouge), et pour une coupure supérieure à 0,8 MeV (pointillés en bleu). Les barres d'erreurs sont d'origine statistique.

un pic très étroit à très basse énergie que l'on retrouve dans le spectre 4.13. Ce pic trouve donc son origine dans la décroissance de l'état 2^+ du ^{14}Be . Il n'est donc pas une propriété du système étudié, mais une conséquence de la décroissance du $^{14}\text{Be}^*$.

Nous rappelons qu'à cette structure très proche du seuil en énergie l'équipe de MSU avait attribué un état s virtuel de longueur de diffusion $a_s = -10$ fm. Aux vues de notre interprétation pour ce pic, nous nous sommes intéressés aux résultats de Thoennessen et collaborateurs. Pour cette étude, ils avaient fait appel à une technique de mesure dite de «spectroscopie de décroissance par émission de neutron à 0° ». L'expérience consistait à faire fragmenter un faisceau d' ^{18}O (80 MeV/nucléon) sur une cible de ^9Be et à détecter les neutrons émis autour de 0° en coïncidence avec des fragments chargés. L'acceptance angulaire du dispositif étant très faible ($\theta \lesssim 1,5^\circ$), il est particulièrement adapté à l'étude de niveaux très près du seuil d'émission neutronique. La vitesse relative entre le neutron et le ^{12}Be (v_{rel}) étant liée à l'énergie de décroissance du système E_d par $E_d = \frac{\mu}{2}v_{rel}^2$, l'analyse de son spectre permet d'étudier les états non liés du ^{13}Be . Le pic en vitesse relative (figure 4.16) était très étroit (largeur à mi-hauteur ~ 10 mm/ns), suggérant de ce fait un état très près du seuil (le peuplement d'un état à plus haute énergie se traduirait par la présence de deux pics symétriques par rapport à 0 dans le spectre). L'analyse avait alors amené les auteurs à attribuer ce pic à un état s virtuel de longueur de

diffusion inférieure à $a_s = -10$ fm.

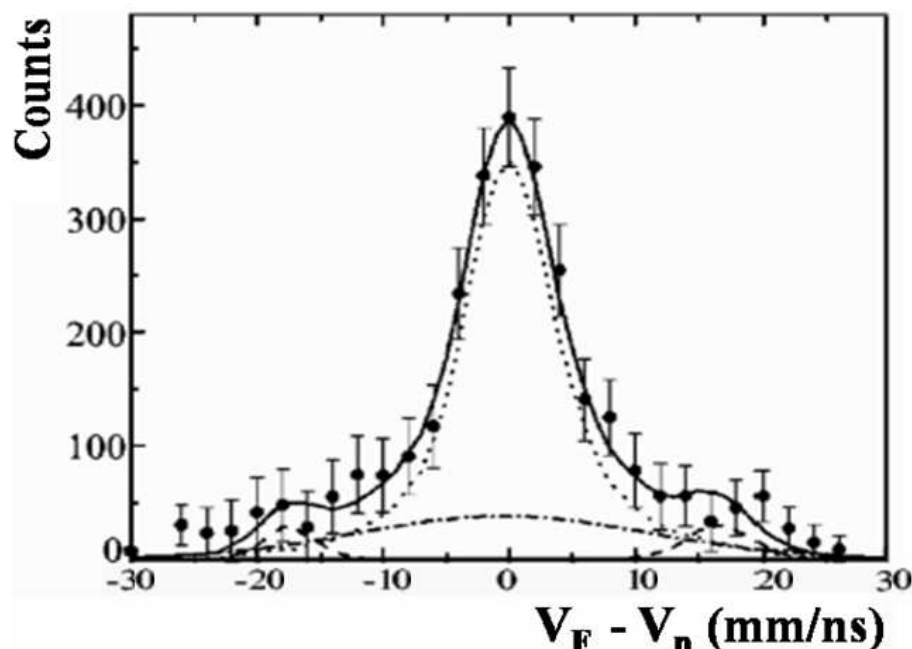


FIG. 4.16 – Spectre en vitesse relative du $^{12}\text{Be}+n$ en mm/ns obtenu à MSU par l'équipe de Thoennessen [Tho00] pour la réaction $^9\text{Be}(^{18}\text{O}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$. La ligne continue correspond à un ajustement aux données (points) d'un état $d_{5/2}$ à 2 MeV (tirets) et d'un fond (tirets-points) auxquels s'ajoute un état s virtuel avec $a_s = -10$ fm.

Nous avons alors voulu comparer nos résultats, obtenu par réaction de cassure du ^{15}B , à ceux de MSU. Pour ce faire, nous avons dans un premier temps représenté (figure 4.17 haut) la vitesse relative fragment-neutron du $^{12}\text{Be}+n$ et l'énergie de décroissance associée en considérant l'ensemble des événements. Nous pouvons alors constater que le spectre en vitesse relative présente un pic plus large (largeur à mi-hauteur ~ 20 mm/ns) que celui de Thoennessen. Sur le spectre en énergie de décroissance, nous retrouvons les deux structures énoncées précédemment.

Dans un second temps, nous nous sommes limités aux neutrons émis autour de 0° afin de nous placer dans des conditions proches de celles de l'expérience de MSU [Tho00]. Nous avons, pour cela, sélectionné les cinq modules centraux de notre dispositif dont l'acceptance angulaire est comprise entre 0 et 3° . Il est à noter, d'après la figure 4.17, que la limitation de l'acceptance angulaire de DéMoN a eu pour effet une diminution franche de la largeur de la distribution en vitesse relative, ainsi que la disparition de la structure aux alentours de 2 MeV dans le spectre en énergie de décroissance. Le spectre en vitesse relative (largeur à mi-hauteur ~ 10 mm/ns) obtenu est tout à fait similaire à celui obtenu par MSU et correspond donc au pic très étroit et très proche du seuil en énergie identifié précédemment comme étant une conséquence du processus séquentiel.

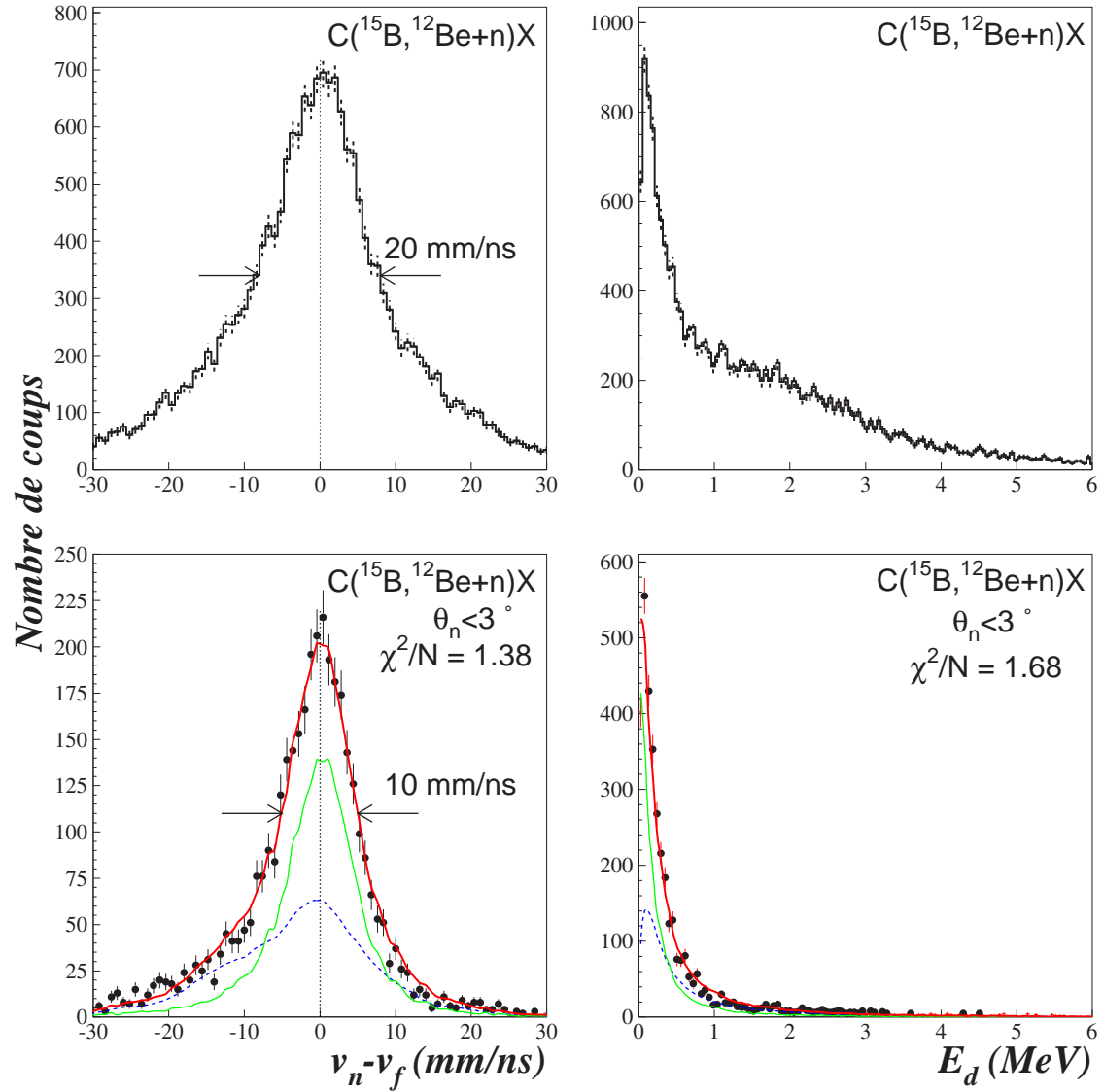
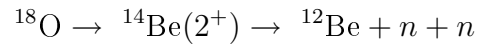


FIG. 4.17 – Vitesse relative et énergie de décroissance du $^{12}\text{Be}+n$, obtenu par réaction de cassure du ^{15}B pour l'ensemble des événements, en haut, et pour les cinq modules centraux ($\theta_n < 3^\circ$). La courbe en trait rouge montre l'ajustement aux données (points) de la contribution de l'état s virtuel avec $a_s = -10$ fm (trait vert) et d'un fond non corrélé (trait discontinu bleu). Les barres d'erreurs sont d'origine statistique.

Nous avons alors créé par mélange d'événements le fond non corrélée correspondant, et nous avons calculer les distributions théoriques en énergie de décroissance entre le fragment et le neutron pour les états s virtuels que nous avons convoluer à la réponse du dispositif expérimental. Les deux contributions ont été associées et nous avons laisser varier la longueur de diffusion ainsi que la proportion de chacune d'entre elles. Le meilleur ajustement a été obtenu pour un état s virtuel de longueur de diffusion $a_s = -10$ fm présent à 57%. En suivant la même démarche que MSU, nous avons trouvé un résultat identique à celui avancé par cette équipe. Ceci semble indiquer que c'est la technique de réaction même de l'expérience (fragmentation par

perte de protons suivi d'émission de neutrons qui a conditionné le résultat observé, en favorisant le processus séquentiel :



C'est donc ce processus séquentiel qui est à l'origine du pic observé à MSU vers 0,1 MeV. Il n'est par conséquent pas correct d'assigner un état *s* virtuel à cette structure du spectre en énergie du ^{13}Be .

Chapitre 5

Conclusions et perspectives

Dans cette thèse, nous avons étudié la structure à deux corps fragment-neutron des systèmes non liés $^{10,12}\text{Li}$ et ^{13}Be à partir de la réaction de cassure d'un faisceau de ^{15}B . La détection conjointe dans la voie finale du fragment chargé et du neutron nous permet de mesurer les impulsions de ces deux particules dans le laboratoire et de reconstruire, événement par événement, la masse invariante du système non lié fragment-neutron. Nous avons, par la suite, pu étudier le spectre en énergie au-dessus du seuil d'émission d'un neutron des $^{10,12}\text{Li}$ et ^{13}Be .

L'interprétation de ces spectres a demandé le développement et l'utilisation d'un code de simulation tenant compte de l'effet du dispositif sur nos mesures et capable de générer les distributions théoriques des états s virtuels et résonants. En outre, un fond non résonant a été construit par mélange itératif d'événements, pour chaque système, afin de prendre en compte les effets de la détection conjointe d'un fragment et d'un neutron non corrélés, c'est-à-dire un couple sans interaction dans l'état final. La contribution de ce fond est importante et ne peut être négligée lors de l'interprétation de nos résultats. La place prépondérante que tiennent ces événements trouve son origine dans le type même de réaction employée, qui libère plusieurs neutrons dans la voie finale. Ces derniers, combinés aux 10% d'efficacité de détection pour un neutron, diminuent la probabilité de détection conjointe d'une paire fragment-neutron corrélée. L'interprétation des données revient alors à convoluer chaque distribution théorique (état virtuel ou résonant) avec la fonction de réponse du dispositif expérimental et de leur ajouter la distribution non corrélée. Afin de nous assurer de la validité de cette approche, un système bien connu, ^7He , a été étudié. Ainsi, le très bon accord obtenu entre les données, une combinaison de l'état fondamental connu de ^7He et un fond non corrélé renforce la crédibilité de notre démarche.

L'étude des spectres en énergie de décroissance a révélé :

- pour le système ^{10}Li , la présence d'un état s virtuel de longueur de diffusion $a_s = -10^{+6}_{-22}$ fm et d'un état résonant ($\ell=1$) à $E_r=0,5\pm0,15$ MeV et de largeur $\Gamma=0,25$ MeV (pour laquelle nous n'avons pas pu définir l'incertitude). Ce résultat est en accord avec plusieurs autres mesures, notamment celles de [Sim07, Aks08]. L'observation de ces deux états conforte la thèse de l'inversion

de niveaux $1p_{1/2}$ et $2s_{1/2}$ pour ce noyau.

- pour le système ^{12}Li , la présence d'un état s virtuel de longueur de diffusion $a_s \leq -3$ fm. On ne peut que constater, compte tenu de notre statistique limitée, que nous sommes peu sensibles à la valeur de la longueur de diffusion. Nous confirmons donc la présence de l'état s virtuel observé par Aksyutina [Aks08] tout en soulignant l'incertitude sur la mesure de notre longueur de diffusion. Cette observation ne permet donc pas de confirmer l'inversion de niveaux $1d_{5/2}$ et $2s_{1/2}$ attendue pour ce noyau, seule l'observation d'une résonance $\ell=2$ à plus haute énergie permettrait de conclure. La présence de cet état à très basse énergie semble toutefois le suggérer.
- pour le système ^{13}Be , la présence d'un pic très étroit et à très basse énergie de décroissance ($\sim 0,1$ MeV) a été identifié comme étant une conséquence du processus séquentiel $^{15}\text{B} \rightarrow ^{14}\text{Be}^*(2^+) \rightarrow ^{12}\text{Be} + n + n$, où l'état intermédiaire est très proche du seuil et étroit. Le pic observé dans le spectre en énergie relative du $^{12}\text{Be} + n$ n'est donc pas réel, ce qui vient contredire l'interprétation de Thoennessen [Tho00] qui, avec une réaction de fragmentation d' ^{18}O , postulait l'existence d'un état s virtuel de longueur de diffusion $a_s < -10$ fm.

Les résultats obtenus démontrent que les réactions de cassure d'un faisceau riche en neutrons constituent un moyen intéressant d'étudier les noyaux au-delà de la dripline neutronique. Elles présentent l'avantage, par rapport aux réactions de knockout de protons, de permettre d'accéder à des états autres que ceux ayant la même configuration de neutrons que le faisceau. Comme nous l'avons déjà évoqué, ces réactions libèrent de multiples neutrons en voie de sortie, augmentant fortement la probabilité de détection des couples fragment-neutron non corrélés (la proportion de fond combinatoire pour l' ^7He est de 80%). La présence de ce fond non résonant important rend l'ajustement aux données moins sensible aux paramètres des différents états mis en jeu.

Concernant le ^{12}Li , une étude par knockout de deux protons $\text{C}(^{14}\text{B}, ^{11}\text{Li} + n)\text{X}$ utilisant le même dispositif expérimental, pour laquelle il y aura donc un fond moins important, une statistique plus élevée et une conservation de la configuration neutronique du faisceau (majoritairement $^{13}\text{B} \otimes \nu s_{1/2}$ et $^{13}\text{B} \otimes \nu d_{5/2}$), est actuellement réalisée dans notre groupe.

La production de faisceaux radioactifs très énergétiques ($E \gtrsim 30$ MeV/nucléon) avec des intensités assez importantes et les dispositifs expérimentaux, adaptés et disponibles, sont les facteurs limitants. Avec les réactions de cassure des faisceaux d'ions lourds, tels que ^6He , ^{11}Be , $^{14,15}\text{B}$, ^{17}C , notre groupe a montré la possibilité de sonder les noyaux non liés, ^5H , $^{7,9}\text{He}$, $^{10,12}\text{Li}$, ^{13}Be , ^{16}B , via leur interaction dans l'état final [Nor04, AF07, Lec02]. Cependant nous sommes arrivés aux limites du GANIL et du dispositif utilisé :

- production et purification du faisceau avec LISE avec des intensités trop limitées pour des faisceaux plus lourds et plus riches en neutrons.
- la détection des fragments chargés avec CHARISSA dont la résolution en masse de l'ion est limitée aux isotopes de bore.
- la détection des neutrons avec le multidétecteur DéMoN avec lequel l'efficacité de détection d'un neutron est limitée à $\sim 10\%$ (pour deux neutrons $\sim 1\%$) et la résolution finale en énergie de décroissance l'est par la taille des modules ($\delta E_d \sim 500$ keV à 1 MeV).

Il nous faut nous tourner vers d'autres installations, afin de poursuivre l'étude des noyaux au-delà de la stabilité. C'est pourquoi le groupe commence à s'impliquer dans le programme expérimental à RIKEN avec les faisceaux produits avec le spectromètre RIPS, associé à un dipôle, un télescope pour détecter les fragments chargés et le Neutron Wall. Actuellement, nous étudions la possibilité d'explorer la structure du ^{18}B pour la première fois en utilisant un faisceau de ^{19}C et une réaction de perte d'un proton.

A plus long terme, ces études seront menées avec les faisceaux fournis par le séparateur BigRIPS et le dipôle supraconducteur associé au système de détection des fragments chargés SAMURAI, couplé au détecteur de neutrons NEBULA.

Bibliographie

- [AF07] H. Al Falou.
Etude de la structure des noyaux non liés ${}^7,9\text{He}$ et ${}^{10}\text{Li}$.
Thèse de l'Université de Caen (2007).
- [Aks08] Yu. Aksyutina et al.
Lithium isotopes beyond the drip line.
Physics Letters B 666 (2008) 430.
- [Ale83] D.V. Aleksandrov et al.
Observation of the isotope ${}^{13}\text{Be}$ in the reaction ${}^{14}\text{C}({}^7\text{Li}, {}^8\text{B})$.
Soviet Journal of Nuclear Physics 37 (1983) 474.
- [Ame90] A.I. Amelin et al.
Production of ${}^{10}\text{Li}$ in absorption of stopped π^- mesons by ${}^{11}\text{B}$ nuclei.
Soviet Journal of Nuclear Physics 52 (1990) 782.
- [Ann87] R. Anne et al.
The achromatic spectrometer LISE at Ganil.
Nuclear Instruments and Methods A 257 (1987) 215.
- [Aud03] G. Audi et al.
The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties.
Nuclear Physics A 729 (2003) 337.
- [Bar73] F.C. Barker et al.
Ground-state configurations of ${}^{10}\text{Li}$ and ${}^{11}\text{Li}$.
Journal of Physics G : Nuclear Physics 3 (1973) L23.
- [Baz05] D. Bazin et O. Tarasov.
Programme Lise++. (2005).
- [Bel98] A.V. Belozyorov et al.
Spectroscopy of ${}^{13}\text{Be}$.
Nuclear Physics A 636 (1998) 419.
- [Bet53] H.A. Bethe et J. Ashkin.
Experimental Nuclear Physics.
Ed. E. Segré (1953).
- [Bla07] B. Blank et al.
Charge-changing cross sections of the neutron-rich isotopes ${}^{8,9,11}\text{Li}$.
Zeitschrift für Physik A 791 (2007) 303.
- [Boh69] A. Bohr et B.R. Mottelson.
Nuclear structure, volume 1.
W.A. Benjamin (1969).

- [Boh93] H.G. Bohlen et al.
Solution of the ^{10}Li -puzzle.
Zeitschrift für Physik A 344 (1993) 381.
- [Boh97] H.G. Bohlen et al.
Study of weakly bound and unbound states of exotic nuclei with binary reactions.
Nuclear Physics A 616 (1997) 254c.
- [Boh99] H.G. Bohlen et al.
Spectroscopie of exotic nuclei with multi-neutron transfer reactions.
Progress in Particule and Nuclear Physics 42 (1999) 17.
- [Boh01] H.G. Bohlen et al.
Spectroscopy of ^7He states using the $(^{15}\text{N}, ^{17}\text{F})$ reaction on ^9Be .
Physical Review C 64 (2001) 024312.
- [Bou05] V. Bouchat.
Le Tétranéutron : mythe ou réalité ?
Nouvelle analyse à partir de la cassure de $l^8\text{He}$ sur cible de carbone.
Thèse de l'Université Libre de Bruxelles (2005).
- [Bow73] J.D. Bowman et al.
Discovery of two isotopes, ^{14}Be and ^{17}B , at the limits of particule stability.
Physical Review Letters 31 (1973) 614.
- [Bri72] D.M. Brink.
Kinematical effects in heavy-ion reaction.
Physics Letters 40B (1972) 37.
- [Bri06] I. Brida et al.
Effects of deformation in the three-body structure of ^{11}Li .
Nuclear Physics A 775 (2006) 23.
- [Bro95] B.A. Brown.
Exotic nuclei and atomic masses.
ENAM95, M. de Saint Simon et O. Sorlin (1995).
- [Bru89] R. Brun et al.
PAW Physics Analysis Workstation.
CERN Program Library (1989).
- [Cag99] J.A. Caggiano et al.
Spectroscopy of the ^{10}Li nucleus.
Physical Review C 60 (1999) 064322.
- [Cec79] R.A. Cecil et al.
Improved predictions of neutron detection efficiency for hydrocarbon scintillators from 1 MeV to about 300 MeV.
Nuclear Instruments and Methods A 161 (1979) 439.
- [Cha01] M. Chartier et al.
Identification of the ^{10}Li ground state.
Physics Letters B 510 (2001) 24.

- [Che01] L. Chen et al.
Evidence for an $l = 0$ ground state in ^9He .
Physics Letters B 505 (2001) 21.
- [Chr08] G. Christian et al.
Production of nuclei in neutron unbound states via primary fragmentation of ^{48}Ca .
Nuclear Physics A 801 (2008) 101.
- [Den08] D.H. Denby et al.
Ground state energy and width of ^7He from ^8Li proton knockout.
Physical Review C 78 (2008) 044303.
- [Des94] P. Descouvemont.
Evidence for particle stability of ^{13}Be in a microscopic cluster model.
Physics Letters B 331 (1994) 271.
- [Des95] P. Descouvemont.
Halo structure of ^{14}Be in a microscopic $^{12}\text{Be} + n + n$ cluster model.
Physical Review C 52 (1995) 704.
- [Des97] P. Descouvemont.
Simultaneous study of ^{11}Li and ^{10}Li nuclei in a microscopic cluster model.
Nuclear Physics A 626 (1997) 647.
- [Deu68] J.P. Deutsch et al.
Hyperfine effect in the mu-mesomic ^{11}Be atom and information on ^{11}Be from muon capture measurements .
Physics Letters B 28 (1968) 178.
- [El 94] Y. El Masri, Th. Keutgen, I. Tilquin, et al.
Comment détecter les neutrons.
Ecole Joliot-Curie page 101 (1994).
- [Fed93] D.V. Fedorov, A.S. Jensen, et K. Riisager.
General properties of halos.
Physics Letters B 312 (1993) 1.
- [Gol74] A.S. Goldhaber.
Statistical models of fragmentation processes.
Physics Letters B 53 (1974) 306.
- [Gor98] M.G. Gornov et al.
Spectroscopy of $^{7,8}\text{He}$, ^{10}Li , ^{13}Be nuclei in stopped π^- meson absorption reactions.
Bulletin of the Russian Academy of Sciences : Physics 62 (1998) 1781.
- [Gos73] J.D. Goss et al.
 ^{15}C states via the $^{14}\text{C}(d,p)^{15}\text{C}$ reaction.
Physical Review C 8 (1973) 514.
- [Gua02] E. Guarrido et al.
The ^{10}Li spectrum and the ^{11}Li properties.
Nuclear Physics A 700 (2002) 117.

- [Gui00] V. Guimarães et al.
Spectroscopy of $^{13,14}\text{Be}$ via one-neutron knockout reaction.
Physical Review C 61 (2000) 064602.
- [Han87] P.G. Hansen et B. Jonson.
The neutron halo of extremely neutron-rich nuclei.
Europhysics Letters 4 (1987) 409.
- [Han01] P.G. Hansen.
Reactions and single-particle structure of nuclei near the drip lines.
Nuclear Physics A 693 (2001) 133.
- [Hor92] D. Horn et al.
The mass dependence of CsI(Tl) scintillation response to heavy ions.
Nuclear Instruments and Methods A 320 (1992) 273.
- [Jep06] H.B. Jeppesen et al.
Study of ^{10}Li via the $^9\text{Li}(^2\text{H}, p)$ reaction at REX-ISOLDE.
Physics Letters B 642 (2006) 449.
- [Joa65] C. Joachain.
Quantum collision theory.
North-Holland Publishing Company (1965).
- [Jon00] K. L. Jones.
The unbound nucleus ^{13}Be .
Thèse de l'Université de Surrey (2000).
- [Jon03] H.B. Jones et al.
The halo nucleus ^{14}Be and the unbound nucleus ^{13}Be .
Proceeding Frontiers in Nuclear Structure (2003) 289.
- [Kat93] K. Katō et al.
Analysis of $^9\text{Li} + n$ resonances in ^{10}Li by complex scaling method.
Progress of Theoretical Physics 89 (1993) 623.
- [Kit93] H. Kitagawa et al.
Isospin dependence of kinetic energies in light neutron-rich nuclei.
Nuclear Physics A 551 (1993) 16.
- [Kon07] Y. Kondo.
Spectroscopy of ^{13}Be and ^{14}Be via the proton-induced breakup reactions.
Thèse de l'Université de Tokyo (2007).
- [Kor95] A.A. Korshenninikov et al.
Spectroscopy of ^{12}Be and ^{13}Be using a ^{12}Be radioactive beam.
Physics Letters B 343 (1995) 53.
- [Kor99] A.A. Korshenninikov et al.
Observation of an excited state in ^7He with unusual structure.
Physics Letters B 326 (1999) 31.
- [Kry93] R.A. Kryger et al.
Neutron decay of ^{10}Li produced by fragmentation.
Physical Review C 47 (1993) 2439R.

- [Kuk89] V.I. Kukulin et al.
Theory of resonances, principles and applications.
Kluwer Academic Publishers (1989).
- [Lab99a] M. Labiche.
Etude de la dissociation d'un noyau «borroméen» à halo de deux neutrons : le ^{14}Be .
Thèse de l'Université de Caen (1999).
- [Lab99b] M. Labiche, F.M. Marqués, O. Sorlin, et N. Vinh Mau.
Structure of ^{13}Be and ^{14}Be .
Physical Review C 60 (1999) 027303.
- [Lan58] A.M. Lane et R.G. Thomas.
R-Matrix Theory of Nuclear Reactions.
Review of Modern Physics 30 (1958) 257.
- [Lec02] J.L. Lecouey.
Etude des systèmes non liés ^{16}B et ^{13}Be .
Thèse de l'Université de Caen (2002).
- [Leo87] W. R. Leo.
Techniques for nuclear and particle physics experiments.
Springer-Verlag 1987.
- [Mac98] M. Mac Cormick et al.
High precision position measurements at high counting rates with drift chambers and multi-hit electronics.
GANIL Report 98 02 (1998).
- [Mac01] R. Machleidt et al.
The nucleon-nucleon interaction.
Journal of Physics G 27 (2001) 69R.
- [Mad01] V. Maddalena et al.
One-nucleon knockout reactions : the test case ^{15}C and the single-particle structure of $^{16,17,19}\text{C}$.
Nuclear Physics A 682 (2001) 332c.
- [Mar00a] F.M. Marqués et al.
Neutron cross-talk rejection in a modular array and the detection of halo neutrons.
Nuclear Instruments and Methods A 450 (2000) 109.
- [Mar00b] F.M. Marqués et al.
Two-neutron interferometry as a probe of the nuclear halo.
Physics Letters B 476 (2000) 219.
- [Mar02] F.M. Marqués.
Haloes, molecules and multineutrons.
Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire (2002).
- [McV68] K.W. McVoy.
Virtual states and resonances.
Nuclear Physics A 115 (1968) 481.

- [Mei02] M. Meister et al.
Evidence for a New Low-Lying Resonance State in ^7He .
Physical Review Letters 88 (2002) 10251.
- [Mes95] A. Messiah.
Mécanique quantique, tome 1.
Ed. Dunod (1995).
- [Mou94] S. Mouatassim.
DéMoN - Rapport CRN 94-40.
Thèse de l'Université Louis Pasteur, Starsbourg (1994).
- [Mou95] S. Mouatassim et al.
The light yield response of NE213 organic scintillators to charged particles resulting from neutron interactions.
Nuclear Instruments and Methods A 359 (1995) 530.
- [Myo07] T. Myo et al.
Roles of tensor and pairing correlations on halo formation in ^{11}Li .
Physical Review C 76 (2007) 024305.
- [Nav98] P. Navrátil et al.
Large-basis shell-model calculations for p-shell nuclei.
Physical Review C 57 (1998) 3119.
- [Nor01] G. Normand.
Rapport de stage, LPC-Caen (2001).
- [Nor04] G. Normand.
Etude des corrélations dans les noyaux légers riches en neutrons.
Thèse de l'Université de Caen (2004).
- [Nun96] F.M. Nunes et al.
Core excitation in one neutron halo systems.
Nuclear Physics A 596 (1996) 171.
- [Orr05] N.A. Orr et N.I. Ashwood.
Search for multineutron clusters and correlation in ^{14}Be .
GANIL Proposal E483 (2005).
- [Ost92] A.N. Ostrowski et al.
Mass spectroscopy of ^{13}Be .
Zeitschrift für Physik A 343 (1992) 489.
- [Ots00] T. Otsuka et al.
Magic numbers in exotic nuclei and spin-isospin properties of the NN interaction.
Physical Review Letters 87 (2000) 082502.
- [Pac02] J.C. Pacheco.
Two-body correlations in $N = 8$ and 10 nuclei and effective neutron-neutrino interactions in Tamm-Dancoff and two-particle random phase approximation models.
Physical Review C 65 (2002) 044004.

- [Pai04] S.D. Pain.
Experimental Measurement of $N=28$ Shell Breaking in the ^{12}Be Ground State.
Thèse de l'Université de Surrey (2004).
- [Par02] M. Parlog et al.
Reponse of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions (Part II) : calibration and identification in the INDRA array.
Nuclear Instruments and Methods A 482 (2002) 693.
- [Pie01] S.C. Pieper et al.
Realistic models of pion-exchange three-nucleon interactions.
Physical Review C 64 (2001) 014001.
- [Pop85] N.A.F.M. Poppelier et al.
Properties of exotic p -shell nuclei.
Physics Letters 157B (1985) 112.
- [Pop93] N.A.F.M. Poppelier et al.
Properties of exotic light nuclei.
Zeitschrift für Physik A 346 (1993) 11.
- [Pos66] A.M. Poskanzer et al.
New isotopes : ^{11}Li , ^{14}B et ^{15}B .
Physical Review Letters 17 (1966) 1271.
- [Rog04] G.V. Rogachev et al.
Analog states of ^7He observed via the $^6\text{He}(p, n)$ reaction.
Physical Review Letters 92 (2004) 232502.
- [Rye06] N. Ryezayeva et al.
Search for a low-energy resonance in ^7He with the $^7\text{Li}(d, ^2\text{He})$ reaction.
Physics Letters B 639 (2006) 623.
- [Sag93] H. Sagawa et al.
Parity inversion in the $N = 7$ isotones and the pairing blocking effect.
Physics Letters B 309 (1993) 1.
- [San03] P. Santi et al.
Structure of the ^{10}Li nucleus investigated via the $^9\text{Li}(d, p)^{10}\text{Li}$ reaction.
Physical Review C 67 (2003) 024606.
- [Sau00] E. Sauvan et al.
One neutron removal reactions on neutron-rich psd -shell nuclei.
Physics Letters B 491 (2000) 1.
- [Sim04] H. Simon et al.
Two- and three-body correlations : breakup of halo nuclei.
Nuclear Physics A 734 (2004) 323.
- [Sim07] H. Simon et al.
Systematic investigation of the drip-line nuclei ^{11}Li and ^{14}Be and their unbound subsystems ^{10}Li and ^{13}Be .
Nuclear Physics A 791 (2007) 267.

- [Ska06] F. Skaza et al.
Experimental evidence for subshell closure in ^8He and indication of a resonant state in ^7He below 1 MeV.
Physical Review C 73 (2006) 044301.
- [Smi08] M. Smith et al.
First penning-trap mass measurement of the exotic halo nucleus ^{11}Li .
Physical Review Letters 101 (2008) 202501.
- [Sto67] R.H. Stockes et P.G. Young.
New isotope of helium : ^7He .
Physical Review Letters 18 (1967) 611.
- [Sto69] R.H. Stockes et P.G. Young.
Further results on ^7He .
Physical Review 178 (1969) 2024.
- [Sug07] T. Sugimoto et al.
The first 2^+ state of ^{14}Be .
Physics Letters B 654 (2007) 160.
- [Tal60] I. Talmi et al.
Order of levels in the shell model and spin of $^{11}\text{Be}^$.*
Physical Review Letters 4 (1960) 469.
- [Tan85a] I. Tanihata et al.
Measurements of interaction cross sections and radii in the light p-shell region.
Physical Review Letters 55 (1985) 2676.
- [Tan85b] I. Tanihata et al.
Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes.
Physics Letters B 160 (1985) 380.
- [Tan88a] I. Tanihata et al.
Measurements of interaction cross sections using beams of Be and B and isospin dependance of nuclear radii.
Physics Letters B 206 (1988) 592.
- [Tan88b] I. Tanihata et al.
Nuclear structure studies using high-energy radioactive nuclear beams.
Nuclear Physics A 478 (1988) 795c.
- [Tan99] I. Tanihata.
Reactions with radioactive ion beams.
Nuclear Physics A 654 (1999) 235c.
- [TG02] L. Tassan-Got.
A new functional for charge and mass identification in $\delta E - E$ telescopes.
Nuclear Instruments and Methods B 194 (2002) 503.
- [Tho94] I.J. Thompson et M.V. Zhukov.
Effect of ^{10}Li virtual states on the strucutre of ^{11}Li .
Physical Review C 49 (1994) 1904.

- [Tho95] I.J. Thompson et al.
Structure and reactions of the Li and Be halo nuclei.
Nuclear Physics A 588 (1995) 59c.
- [Tho96] I.J. Thompson et al.
Structure and reactions of the $^{12,14}\text{Be}$ nuclei.
Physical Review C 53 (1996) 708.
- [Tho99] S. Thoennessen et al.
Population of ^{10}Li by fragmentation.
Physical Review C 59 (1999) 111.
- [Tho00] S. Thoennessen et al.
First evidence for low-lying s-wave strength in ^{13}Be .
Physical Review C 63 (2000) 014308.
- [Til95] I. Tilquin et al.
Detection efficiency of the neutron modular detector DÉMoN and related characteristics.
Nuclear Instruments and Methods A 365 (1995) 446.
- [Til04] D.R. Tilley et al.
Energy levels of light nuclei $A=8,9,10$.
Nuclear Physics A 745 (2004) 155.
- [Var99] C. Varignon.
Contribution à l'étude expérimentale des neutrons de spallation produits par des protons dans des cibles épaisses.
Thèse de l'Université de Caen (1999).
- [Vin96] N. Vinh Mau et J.C. Pacheco.
Structure of the ^{11}Li nucleus.
Nuclear Physics A 607 (1996) 163.
- [Wil75] K.H. Wilcox et al.
The $(^9\text{Be}, ^8\text{B})$ reaction and the unbound nuclide ^{10}Li .
Physics Letters B 59 (1975) 142.
- [Wuo05] A.H. Wuosmaa et al.
Search for excited states in ^7He with the (d, p) reaction.
Physical Review C 72 (2005) 061301.
- [Wur96] J. Wurzer et al.
Microscopic multi-channel calculations for ^{10}Li system.*
Zeitschrift für Physik A 354 (1996) 135.
- [Wur97] J. Wurzer et al.
Structure of the helium isotopes $^4\text{He} - ^8\text{He}$.
Physical Review C 55 (1997) 688.
- [You94] B.M. Young et al.
Low-lying structure of ^{10}Li in the reaction $^{11}\text{Be}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$.
Physical Review C 49 (1994) 279.
- [Zaj84] W.A. Zajc et al.
Two-pion correlations in heavy ion collisions.
Physical Review C 29 (1984) 2173.

- [Zhu93] M.V. Zhukov et al.
Bound state properties of borromean halo nuclei : ${}^6\text{He}$ and ${}^{11}\text{Li}$.
Physics Reports 231 (1993) 151.
- [Zin95] M. Zinser et al.
Study of the unstable nucleus ${}^{10}\text{Li}$ in stripping reactions of the radioactive projectiles ${}^{11}\text{Be}$ and ${}^{11}\text{Li}$.
Physical Review Letters 75 (1995) 1719.
- [Zin97] M. Zinser et al.
Invariant-mass spectroscopy of ${}^{10}\text{Li}$ and ${}^{11}\text{Li}$.
Nuclear Physics A 619 (1997) 151.

Etude de la structure au-delà de la stabilité via la cassure du ^{15}B .

Résumé

Le travail de cette thèse porte sur l'étude des systèmes non liés très riches en neutrons $^{10,12}\text{Li}$ et ^{13}Be obtenus par réaction de cassure d'un faisceau de ^{15}B à 35 MeV/nucléon. Les noyaux non liés produits ainsi ne peuvent être détectés en tant que tels, leur décroissance en fragment chargé et neutron intervenant en quelques 10^{-21} s. Seule une détection en coïncidence permet de reconstruire l'énergie de décroissance des systèmes.

L'interprétation des spectres en énergie de décroissance a demandé le développement et l'utilisation d'un code de simulation tenant compte de l'effet du dispositif sur nos mesures et capable de générer les distributions théoriques des états s virtuels et résonants, ainsi que la construction d'un fond non corrélé. La combinaison de ces deux contributions a ensuite été comparée aux données. Cette démarche a été testée et validée pour le système bien connu d' $^7\text{He}_{g.s.}$.

Elle nous a, par la suite, permis de révéler la présence d'un état s virtuel de longueur de diffusion $a_s = -10^{+6}_{-22}$ fm et d'un état résonant ($\ell=1$) à $E_r=0,5\pm0,15$ MeV et de largeur $\Gamma=0,25$ MeV pour le ^{10}Li , confirmant la poursuite de l'inversion des niveaux $\nu 1p_{1/2}$ et $\nu 2s_{1/2}$ déjà observée dans l'isotone moins riche en neutrons ^{11}Be . Pour le système ^{12}Li , la présence d'un état s virtuel de longueur de diffusion $a_s \leq -3$ fm a été postulée. Enfin, le pic très étroit et très près du seuil dans le spectre en énergie de décroissance du $^{12}\text{Be}+n$ a été identifié comme étant une conséquence du processus séquentiel $^{15}\text{B} \rightarrow ^{14}\text{Be}^*(2^+) \rightarrow ^{12}\text{Be}+n+n$, contredisant l'existence d'un état s virtuel dans le ^{13}Be .

Mots clés (indexation rameau) : Structure nucléaire – Spectroscopie nucléaire – Résonance – Lithium – Béryllium – Simulation par ordinateur

Investigation of structure beyond stability via the breakup of ^{15}B .

Abstract

The unbound neutron-rich systems $^{10,12}\text{Li}$ and ^{13}Be have been investigated via breakup of ^{15}B at 35 MeV/nucleon. The lifetimes of such unbound nuclei are so short (10^{-21} s) that they cannot be detected directly. Instead, the coincident detection of the charged fragment and neutron was employed to reconstruct the decay energy of the system.

The interpretation of the decay spectra required the development of simulations which took into account the effects of the experimental setup and included the generation of the lineshapes of levels (virtual states and resonances) as well as the construction of an uncorrelated background. The results of the simulations were compared to the reconstructed decay energy spectra and the method tested using the data obtained for the well known system $^7\text{He}_{g.s.}$.

In the case of ^{10}Li , the results indicate the presence of a virtual s -state with $a_s = -10^{+6}_{-22}$ fm and a resonance ($\ell=1$) at $E_r=0,5\pm0,15$ MeV with a width $\Gamma=0,25$ MeV. This confirms the inversion of the $\nu 1p_{1/2}$ and $\nu 2s_{1/2}$ levels observed in the less neutron-rich $N=7$ isotone ^{11}Be . For ^{12}Li , the results are consistent with an s -wave virtual state with a scattering length of $a_s \leq -3$ fm. Finally, a very narrow peak observed just above threshold in the $^{12}\text{Be}+n$ decay energy spectrum was identified as arising from the process $^{15}\text{B} \rightarrow ^{14}\text{Be}^*(2^+) \rightarrow ^{12}\text{Be}+n+n$, rather than a virtual s -state in ^{13}Be .

Key-words : Nuclear structure – Nuclear spectroscopy – Resonance – Lithium – Beryllium – Computer simulation

Discipline : Constituants Élémentaires et Physique Théorique